ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

В. Г. НОСОВ

ТОНКАЯ СТРУКТУРА α-РАСПАДА ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

1. При α-распаде несферичных тяжелых ядер наблюдается возбуждение ротационных уровней дочернего ядра. Легко убедиться, что относительная вероятность возбуждения отдельных ротационных уровней дочернего ядра выражается через его равновесную деформацию. Особенно простыми являются выкладки в случае четно-четных ядер.

В этом случае в системе координат, вращающейся вместе с дочерним ядром, волновая функция α-частицы удовлетворяет следующему уравнению [1]:

$$\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\psi)+\left(\frac{m}{I}+\frac{1}{r^2}\right)\frac{\partial}{\partial\mu}\left[(1-\mu^2)\frac{\partial\psi}{\partial\mu}\right]+\frac{2m}{\hbar^2}[E-U(r,\mu)]\psi=0. \quad (1)$$

Здесь E — энергия распада, m — приведенная масса, I — момент инерции дочернего ядра, U — потенциальная энергия электростатического взаимодействия α-частицы с ядром, r — расстояние между дочерним ядром и α-частицей, $\mu=\cos\vartheta$ — косинус угла между направлением вылета α-частицы и осью симметрии ядра.

Будем искать частное решение ψ_l, которое на больших расстояниях описывает α-частицу с моментом l, удаляющуюся от ядра. Подстановка

$$\psi_l(r,\mu)=\frac{\sqrt{2l+1}}{2}P_l(\mu)\,e^{\sigma(r,\mu)} \quad (2)$$

приводит к уравнению

$$P_l\left\{\left(\frac{\partial\sigma}{\partial r}\right)^2+\frac{2}{r}\frac{\partial\sigma}{\partial r}+\frac{\partial^2\sigma}{\partial r^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)-l(l+1)\left(\frac{m}{I}+\frac{1}{r^2}\right)\right\}+$$
$$+\left(\frac{m}{I}+\frac{1}{r^2}\right)\left\{P_l\left[(1-\mu^2)\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\mu}\right)^2-2\mu\frac{\partial\sigma}{\partial\mu}+(1-\mu^2)\frac{\partial^2\sigma}{\partial\mu^2}\right]+\right.$$
$$\left.+2(1-\mu^2)\frac{dP_l}{d\mu}\frac{\partial\sigma}{\partial\mu}\right\}=0, \quad (3)$$

которое удобно решать в квазиклассическом приближении:

$$\sigma=\sigma_{-1}+\sigma_0+\sigma_1+\sigma_2+\ldots\ldots$$

$$\left(\frac{\partial\sigma_{-1}}{\partial r}\right)^2+\left(\frac{m}{I}+\frac{1}{r^2}\right)(1-\mu^2)\left(\frac{\partial\sigma_{-1}}{d\mu}\right)^2=-\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)+l(l+1)\left(\frac{m}{I}+\frac{1}{r^2}\right);$$

$$P_l\left[2\frac{\partial\sigma_{-1}}{\partial r}\frac{\partial\sigma_0}{\partial s}+\frac{2}{r}\frac{\partial\sigma_{-1}}{\partial r}+\frac{\partial^2\sigma_{-1}}{\partial r^2}\right]+\left(\frac{m}{I}+\frac{1}{r^2}\right)\left\{P_l\left[2(1-\mu^2)\frac{\partial\sigma_{-1}}{\partial\mu}\frac{\partial\sigma_0}{\partial\mu}-\right.\right.$$
$$\left.\left.-2\mu\frac{\partial\sigma_{-1}}{\partial\mu}+(1-\mu^2)\frac{\partial^2\sigma_{-1}}{\partial\mu^2}\right]+2(1-\mu^2)\frac{dP_l}{d\mu}\frac{\partial\sigma_{-1}}{\partial\mu}\right\}=0. \quad (4)$$

Решение уравнений (4) облегчается в случае слабо несферичного дочернего ядра. В этом случае уравнение поверхности ядра удобно представить в виде:

$$R(\mu)=R_0+\xi(\mu)=R_0\left\{1+\sum_n\alpha_nP_n(\mu)\right\}. \quad (5)$$

Величины σ_k ищутся затем в виде рядов по степеням ξ.

$$\sigma_k = \sigma_k^{(0)} + \sigma_k^{(1)} + \sigma_k^{(2)} + \dots$$

Электростатический потенциал, создаваемый дочерним ядром, легко вычисляется в виде аналогичного ряда. В результате несложных выкладок получаем

$$\sigma_{-1}^{(0)} = i\int_{a_l}^{r} k_l dr;\ \sigma_0^{(0)} = -\ln\sqrt{-ik_l}r; \tag{6}$$

$$\sigma_{-1}^{(1)} = -\frac{3}{2}\, i\varkappa_b^2 \sum_n \frac{\alpha_n}{2n+1} P_n(\mu) \int_r^{\infty} \left(\frac{R_0}{r}\right)^{n+1} \frac{dr}{k_l}.$$

Здесь

$$k_l = \sqrt{k_\varepsilon^2 - \varkappa_b^2 \frac{R_0}{r} - \frac{l(l+1)}{r^2}},$$

где

$$\varkappa_b^2 = \frac{4mZe^2}{\hbar^2 R_0},\ k_\varepsilon^2 = \frac{2m\varepsilon}{\hbar^2},\ \varepsilon \equiv \varepsilon_l = E - \frac{\hbar^2}{2I} l(l+1).$$

Точка возврата a_l определяется из уравнения

$$k_l^2(a_l) = k_\varepsilon^2 - \varkappa_b^2 \frac{R_0}{a_l} - \frac{l(l+1)}{a_l^2} = 0.$$

Формулы (6) справедливы и при $r < a_l$, если принять во внимание, что в этой области $k_l = i\varkappa_l = i\sqrt{\frac{l(l+1)}{r^2} + \varkappa_b^2 \frac{R_0}{r} - k_\varepsilon^2}$. Дальнейшие члены двойного ряда $\sigma = \sum_{km} \sigma_k^{(m)}$ пренебрежимо малы.

Переходя к $r \to \infty$ легко увидеть, что поток α-частиц через замкнутую сферу, соответствующий состоянию ψ_l, не зависит от l. Поэтому, если представить истинную волновую функцию α-частицы в виде $\psi = \sum_l c_l \psi_l$, то относительная вероятность возбуждения ротационного уровня с моментом l будет равна $|c_l|^2$.

Нетрудно выразить коэффициенты c_l через значение волновой функции на поверхности ядра $\psi(S)$. Действительно, поскольку существенны сравнительно небольшие значения l, в требуемом приближении имеем:

$$\sigma_{-1}^{(0)}(S) = \sigma_{-1}^{(1)}(R_0)|_{l=0} - \varkappa_0(R_0)\cdot\xi + \frac{\gamma}{2} l(l+1); \tag{7}$$

$$\sigma_{-1}^{(1)}(S) = \sigma_{-1}^{(1)}(R_0)|_{l=0};\ \sigma_0^{(0)}(S) = \sigma_0^{(0)}(R_0)|_{l=0}.$$

Здесь

$$\gamma = \frac{2\varkappa}{\varkappa_b^2 R_0} + \frac{m}{I}\frac{1}{k^2}\left(\frac{\varkappa_b^2 R_0}{k} \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa}{k} + \varkappa R_0\right), \tag{8}$$

где

$$k \equiv k_E = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}};\ \varkappa \equiv \varkappa_0(R_0) = \sqrt{\varkappa_b^2 - k^2}.$$

Используя ортогональность полиномов Лежандра, легко получаем

$$c_l = \sqrt{\varkappa R_0}\, e^{-\sigma_{-1}^{(0)}} \sqrt{2l+1}\, e^{-\frac{\gamma}{2} l(l+1)} \int_{-1}^{1} \psi(S)\, e^{\varkappa\xi - \sigma_{-1}^{(1)}} P_l(\mu)\, d\mu. \tag{9}$$

Здесь всюду подразумевается $r = R_0$; вертикальная черта справа от соответствующего выражения означает, что его следует взять при $l = 0$.

Относительную вероятность $w_l = |c_l|^2$ удобно нормировать условием $w_0 = 1$. В этом случае формула (9) дает:

$$w_l = (2l+1)\, e^{-\gamma l(l+1)} \frac{\left| \int_{-1}^{1} \psi(S)\, e^{\sum \beta_n P_n(\mu)} P_l(\mu)\, d\mu \right|^2}{\left| \int_{-1}^{1} \psi(S)\, e^{\sum \beta_n P_n(\mu)}\, d\mu \right|^2}, \tag{10}$$

где

$$\beta_n = \left\{ \varkappa R_0 - \frac{\frac{3}{2}\varkappa_b^2}{2n+1} \left[\int_{R_0}^{a_0} \left(\frac{R_0}{r}\right)^{n+1} \frac{dr}{\varkappa_0} + i \int_{a_0}^{\infty} \left(\frac{R_0}{r}\right)^{n+1} \frac{dr}{k_0} \right] \right\} \alpha_n. \tag{11}$$

Хотя α-частицы, находящиеся в ядре, не являются устойчивыми структурными единицами, подобными нейтронам или протонам, понятие волновой функции α-частицы легко может быть обобщено на область внутри ядра. В самом деле, с чисто формальной точки зрения материнское ядро можно рассматривать как сложную систему, состоящую из α-частицы и дочернего ядра.

Если волновую функцию i-го стационарного состояния α-частицы обозначить через χ_i^{α}, а волновую функцию k-го состояния дочернего ядра — через χ_k, то полная волновая функция основного состояния материнского ядра может быть представлена в виде

$$\sum_{ik} \psi_{ik}(\mathbf{r})\, \chi_i^{\alpha} \chi_k,$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор α-частицы относительно центра тяжести дочернего ядра.

Невозбужденным состояниям дочернего ядра и α-частицы отвечает член $\psi_{00}(\mathbf{r})\, \chi_0^{\alpha} \chi_0$. Очевидно, функция $\psi_{00}(\mathbf{r})$ является естественным обобщением понятия волновой функции α-частицы на область внутри ядра и при переходе через границу ядра должна непрерывно переходить в волновую функцию ψ, вычисленную выше. Исходя из представления об однородности ядерного вещества и малости длины свободного пробега α-частицы в нем, естественно предположить $\psi_{00}(\mathbf{r}) = \text{const}$. Подставляя в (10), получаем окончательно

$$w_l = (2l+1)\, e^{-\gamma l(l+1)} \frac{\left| \int_{-1}^{1} e^{\sum \beta_n P_n(\mu)} P_l(\mu)\, d\mu \right|^2}{\left| \int_{-1}^{1} e^{\sum \beta_n P_n(\mu)}\, d\mu \right|^2}. \tag{12}$$

2. В тяжелых ядрах наиболее существенной является квадрупольная деформация вида

$$\xi = R_0 \alpha_2 P_2(\mu).$$

Если в выражении (5) ограничиться только квадрупольной деформацией, то формулы (11) и (12) приобретут вид

$$w_l = (2l+1)\, e^{-\gamma l(l+1)} \frac{\left| \int_{0}^{1} e^{\beta P_2(\mu)} P_l(\mu)\, d\mu \right|^2}{\left| \int_{0}^{1} l^{\beta P_2(\mu)}\, d\mu \right|^2},$$

$$\beta \equiv \beta_2 = \left[\frac{4}{5} \varkappa R_0 \left(1 - \frac{k^2}{2\varkappa_b^2}\right) - i \frac{2}{5} \frac{k^3 R_0}{\varkappa_b^2} \right] \alpha_2. \tag{13}$$

Представляется возможным, на основании опытных данных [2—4] по возбуждению ротационного уровня 2^+ при α-распаде вычислить деформацию α_2 соответствующих дочерних ядер по формулам (13) и (8). В расчет входят только величины, определяемые непосредственно из эксперимента, за исключением радиуса ядра R_0, для которого приходится брать два альтернативных значения: $1{,}0\,A^{1/3}\cdot 10^{-13}$ и $1{,}4\,A^{1/3}\cdot 10^{-13}$ см.

Результаты приведены в табл. 1. Предсказанный ход квадрупольной деформации α_2 лучше всего было бы проверить по квадрупольному моменту Q_0, определяемому из кулоновского возбуждения уровня 2^+.

Таблица 1

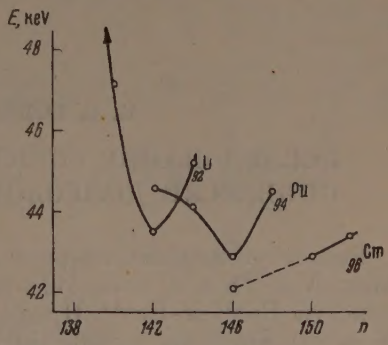
Ядро	α_2		$Q_0 = \frac{6}{5} Z R_0^2 \alpha_2 \cdot 10^{24}$	
	$R_0 = 1{,}0A^{1/3}\cdot 10^{-13}$	$R_0 = 1{,}4A^{1/3}\cdot 10^{-13}$	$R_0 = 1{,}0A^{1/3}\cdot 10^{-13}$	$R_0 = 1{,}4A^{1/3}\cdot 10^{-13}$
Ra^{222}	0,24	0,20	9	15
Ra^{224}	0,30	0,24	12	18
Ra^{226}	0,26	0,21	10	16
Ra^{228}	0,30	0,24	12	19
Th^{226}	0,27	0,22	11	17
Th^{228}	0,26	0,21	10	17
Th^{230}	0,21	0,17	9	14
Th^{232}	0,23	0,19	9	15
Th^{234}	0,21	0,17	9	14
U^{230}	0,13	0,11	5	9
U^{232}	0,15	0,13	6	11
U^{234}	0,20	0,16	8	13
U^{236}	0,18	0,15	8	12
U^{238}	0,16	0,14	7	12
Pu^{238}	0,18	0,15	8	13
Pu^{240}	0,17	0,15	7	13
Cm^{242}	0,15	0,13	7	11
Cm^{246}	0,13	0,11	6	10
Cm^{248}	0,12	0,10	5	9
Cf^{250}	0,12	0,10	6	9

К сожалению, в настоящее время еще не получены достаточно надежные и обширные данные по кулоновскому возбуждению α-активных ядер, поэтому приходится искать более доступные способы для сравнения теории с экспериментальными данными.

Очень доступной в экспериментальном отношении является такая величина, как момент инерции дочернего ядра I. Он определяется непосредственно из энергии возбуждения уровня 2^+, $E_2 = \frac{3\hbar^2}{I}$, которая в ряде случаев измерена с большой точностью. Однако сравнение по моментам инерции является очень нестрогим в теоретическом отношении. По-видимому, момент инерции зависит не только от деформации, но и от других деталей строения ядра. Какой-либо теории, дающей зависимость момента инерции от деформации и от структуры ядра (в частности, от числа нуклонов сверх замкнутой оболочки), пока не существует. Все же можно предположить грубо качественно, что при прочих равных условиях с ростом деформации растет и момент инерции.

Заимствованные из заметки Голландера [5] экспериментальные данные по энергии возбуждения уровня 2^+ изотопов урана, плутония и кюрия изображены на рисунке. Как видно из рисунка, для изотопов урана момент инерции испытывает резкий максимум у ядра U^{234}. Аналогичный максимум, менее резко выраженный, наблюдается и у изотопов плутония. Для кюрия, напротив, момент инерции монотонно падает по направлению к более тяжелым изотопам. При сравнении с табл. 1 обнаруживается неплохое качественное согласие. Действительно, у изотопов урана деформация α_2 испытывает резкий максимум для ядра U^{234}.

ля плутония согласия нет, но соответствующие данные нуждаются в точнении. Кроме того, следовало бы измерить деформацию ядра Pu 242 о α-распаду кюрия 246. Для кюрия снова имеет место хорошее согласие: онотонному падению момента инерции оответствует монотонное падение деформации α_2 в табл. 1. Таким образом, деформации, определенные из онкой структуры α-распада, находятся качественном согласии с данными по оментам инерции.



Энергии первых возбужденных состояний четно-четных тяжелых ядер. По оси абсцисс — число нейтронов в ядре

Приведенные в табл. 1 деформации, пределенные по возбуждению уровня 2^+, могут быть использованы для вычиления вероятности возбуждения уровня 4^+. Результаты расчета по формулам (13) и (8) сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными в табл. 2. В начале таблицы, за исключением дочернего ядра Ra^{222}, наблюдается сравнительно хорошее согласие теории с экспериментом, но, начиная с ядра U^{234}, намечается определенное расхождение, которое для Pu^{238} становится десятикратным.

Следует, однако, помнить, что при всех расчетах в уравнении (5) учитывалась только квадрупольная деформация α_2. Введение дополнительно небольших деформаций α_4 позволяет устранить расхождение между теорией и опытом. В графах α_2 и α_4 табл. 2 для ядер U^{234}, U^{236} и

Таблица 2

Ядро	w_4		$w_{4\text{эксп}}$	α_2		α_4	
	$r_0=1{,}0$	$r_0=1{,}4$		$r_0=1{,}0$	$r_0=1{,}4$	$r_0=1{,}0$	$r_0=1{,}4$
Ra^{222}	0,0011	0,0013	0,0078				
Ra^{224}	0,0026	0,0030	0,0028				
Ra^{226}	0,0014	0,0016	0,0026				
Th^{228}	0,0054	0,0062	0,0044				
Th^{230}	0,0028	0,0033	0,0041				
U^{234}	0,0047	0,0054	0,0013	0,25	0,20	—0,05	—0,04
U^{236}	0,0027	0,0032	0,0011	0,21	0,17	—0,03	—0,03
Pu^{238}	0,0043	0,0050	0,0005	0,23	0,19	—0,06	—0,04

Pu^{238} приведены деформации α_2 и α_4, определенные из возбуждения уровней 2^+ и 4^+ по формулам (8), (11) и (12). Из граф. α_4 видно, как невелики значения α_4, достаточные для восстановления согласия между теорией и экспериментальными данными.

Таким образом, вероятность возбуждения уровня 4^+ оказывается довольно чувствительной к весьма тонким деталям формы поверхности ядра. Следует ожидать, что возбуждение уровня 6^+ окажется чувствительным к еще более тонким деталям формы поверхности дочернего ядра.

Цитированная литература

. Носов В., ДАН СССР, **112**, *3*, 414 (1957).
. Annual Review of Nuclear Science. Stanford, USA, 1954.
. Asaro F., Stephens F., Harvey B, Perlman I., Phys. Rev., **100**, *1*, 137 (1955).
. Asaro F., Stephens F., Thompson S., Perlman I., Phys. Rev., 98, *1*, 19 (1955).
. Hollander J., Phys. Rev., **103**, *5*, 1590 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Б. В. БОБЫКИН и К. М. НОВИК

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ ДОЛГОЖИВУЩИХ ИЗОТОПОВ Eu^{152} и Eu^{154}

Резкое увеличение ядерной деформации при переходе от числа нейтронов $N = 88$ к $N = 90$ [1] придает особый интерес изучению радиоактивности Eu^{152} и Eu^{154}. Продуктами распада этих ядер являются Sm^{15} ($N = 90$), Gd^{152} ($N = 88$), Gd^{154} ($N = 90$) и, возможно, Sm^{154} ($N = 92$). Периоды полураспада Eu^{152}— 9,2 часа * и 13 лет, Eu^{154}— 16 лет [2].

К началу настоящей экспериментальной работы (1954) г.) в данных о γ-излучении, сопровождающем распад этих изотопов, существовала большая неопределенность. Это связано с рядом серьезных трудностей, встречающихся при исследовании их радиоактивности. К таким трудностям относятся: возможность загрязнения источников европия другими редкоземельными радиоизотопами; то, что оба радиоизотопа, приготовленные нейтронным облучением естественного европия, проявляются в виде смеси, а продуктами их распада являются четыре изотопа. Особенно затрудняет идентификацию обилие γ-переходов, сопровождающих распад. Наши данные об идентифицированных γ-переходах были опубликованы в статье [3], где можно найти ссылки и на более ранние работы других авторов. В последнее время появились сообщения о новых исследованиях. Гродзинс и Кендал опубликовали итог своей работы с разделенным Eu^{152} в виде схемы распада [4]; Джелепов, Жуковский, Недовесов и Щукин исследовали относительные интенсивности γ-лучей [5]; Натан и Ваггонер описали результаты, полученные с источником, свободным от редкоземельных загрязнений [6]. Опубликовано короткое сообщение Корка с сотрудниками [7] об исследованиях с разделенными изотопами Eu^{152} и Eu^{154}.

Результаты настоящей работы показывают, что некоторые данные о характеристиках распада Eu^{152} и Eu^{154}, опубликованные в вышеперечисленных работах, также нуждаются в уточнении и дополнении.

Методика эксперимента

Спектр внутренней конверсии смеси долгоживущих изотопов Eu^{152} и Eu^{154} был исследован на β-спектрометре с двойной фокусировкой. Спектрометр обладает хорошим разрешением, большой апертурой и допускает использование источников больших размеров.

Электромагнит нашего спектрометра аналогичен описанному в [8]. При реализованном распределении магнитного поля в зазоре между полюсами магнита спектрометр был настроен для работы в области электронных энергий, наиболее густонаселенной конверсионными линиями — 100—700 keV.

Для настройки были использованы моноэнергетические электроны F-линии ThB. При телесном угле $0{,}002 \cdot 4\pi$ исследовался характер приборной линии в зависимости от углового расстояния источник — детектор. Оптимальным оказался угол, равный 258°. В исходном состоянии магнит имел остаточное поле, величина которого на равновесной орбите

* Короткоживущий Eu^{152} нами не исследовался.

равнялась ~ 11,8 Oe. В последующих измерениях такое исходное остаточное поле сохранялось путем соответствующей «тренировки» магнита.

Далее было найдено, что радиус электронноoптической оси не является критичным. Источник и приемная щель детектора были размещены при радиусе $r_0 = 243$ мм, соответствующем середине скошенной части полюсных наконечников. Было также исследовано влияние на форму линии ширины источника. Характер вертикального изображения был выяснен с помощью фотографии F-линии ThB при источнике 1,5 × 19,5 мм. Оказалось,

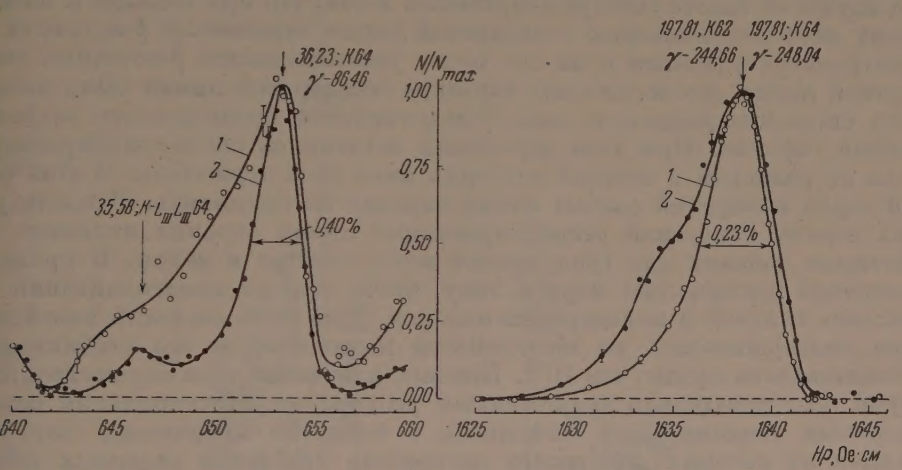


Рис. 1. Форма приборной линии при различных режимах подготовки магнита к работе: *1* — тренировка, *2* — размагничивание

что изображение имеет высоту 20—21 мм и изогнуто, причем радиус кривизны изображения равен примерно 110 мм. Фотография изображения явилась основанием для выбора формы приемной щели детектора. Апертурная диафрагма, вырезающая телесный угол ~ 0,002·4 π, была расположена на середине углового расстояния (129°) между источником и детектором и имела форму эллипса с полуосями 40 мм и 22,6 мм. Все измерения с европием были выполнены с этой апертурной диафрагмой, причем применялись β-источники размером 1,5 × 19,5 мм. Детектором служили 2 счетчика Гейгера — Мюллера, работающие в схеме совпадений. Приемная щель (изогнутая) имела ширину 2 мм.

При работе с электронами малых энергий разрешение прибора сильно ухудшается. Разрешающая способность была улучшена изменением режима подготовки магнита к работе. Спектр электронов от 10 до 100 keV изучался после предварительного размагничивания магнита. Разрешение прибора и форма приборной линии при различной предыстории магнита показаны на рис. 1*. Линии европия взяты из соответствующих серий измерений. Электронная линия европия с энергией 1362,5 keV имеет полуширину 0,32%. При применении приспособления, обеспечивающего плавную регулировку углового расстояния между источником и регистратором, потребность в изменении режима подготовки магнита к работе отпала бы, и разрешающая способность была бы сохранена почти постоянной в широком интервале магнитных полей. В нашем случае это расстояние между источником и детектором не могло изменяться во время работы прибора.

Спектр электронов внутренней конверсии снимался в зависимости от величины тока, протекающего в обмотке возбуждения магнита. Изме-

* На всех рисунках и в таблицах цифры, стоящие после названий линий, обозначают Z (так, K_L64 нужно читать как K, $Z = 64$; L_{III} 62, как L_{III}, $Z = 62$ и т. д.).

рение тока производилось потенциометром типа ППТВ-1. Для определения энергий линий европия были использованы стандартные линии Th (B + C + C″). Cs^{137} и Co^{60} [9,I]. При применении этого метода в железных спектрометрах точность определения энергии лимитируется неповторяемостью соотношения между величинами магнитного поля и током от одной серии измерений к другой. Влияние такой неповторяемости в наших измерениях полностью исключалось. Стандартные линии и линии европия снимались единым спектром без выключения магнита. Метод изучения такого спектра заключался в том, что при подходе к ожидаемому месторасположению стандартной линии европиевый β-источник из спектрометра удалялся и на его место устанавливался β-источник стандартной линии; после того как изучение стандартной линии было выполнено, снова производилась смена β-источников и продолжалось изучение линиий европия. При этом держатели источников были стандартизированы по размерам и каждый источник имел свой держатель. В этой особой серии измерений слабые линии европия не снимались. В последующих сериях измерений отградуированные линии европия являлись отправными точками для градуировки всего спектра в целом. В процессе измерений принимались меры к тому, чтобы кривая намагничивания оставалась гладкой и не содержала изломов. Для этого скорость изменения тока поддерживалась по возможности постоянной и его стабильность обеспечивалась лучше, чем 10^{-5}. Плавное изменение тока осуществлялось двумя последовательно включенными реохордами. Интерполяция между опорными точками была выполнена с помощью кубических парабол, каждая из которых для своего построения требует 4 заданных точек. Кубические параболы распределялись так, чтобы одни и те же участки спектра перекрывались разными кривыми. Практика показала, что при таком методе работы неопределенность в определении энергии в основном связана с неопределенностью локализации вершины линии. В самых неблагоприятных случаях последний фактор всегда меньше 0,1%.

β-Источники были приготовлены электролизом хлорида европия, растворенного в этиловом спирте. Краткое описание методики осаждения нами было дано в [3].

Результаты

Электронные линии, наблюденные при распаде долгоживущих изотопов Eu^{152} и Eu^{154}, изображены на рис. 2—5. Линии расположены по порядку возрастания их энергии и пронумерованы (в кружках). На рис. 2—5 по оси абсцисс отложены показания потенциометра, по оси ординат — скорость счета (за единицу принято 16 отсчетов за 3 мин.). Характеристики линий приведены на каждом рисунке. Двукратное повторение показаний на протяжении спектра связано с заменой величины образцового сопротивления во внешней цепи прибора ППТВ-1. Сопротивление было разделено на 2 секции, и замена обычно производилась в процессе работы спектрометра. Сопротивления секций различались в 5,5186 раза. Используя этот коэффициент, показания потенциометра могли бы быть приведены, если это необходимо, к единому масштабу. Представленные на рисунках линии взяты из разных серий измерений. Линии (рис. 4—5) были сняты с β-источником, средняя толщина которого составляла 0,1÷0,2 мг $см^{-2}$; подложкой являлась алюминиевая фольга толщиной 5 μ. При съемке линий рис. 2 и 3 был использован β-источник в 8 раз тоньше. В последнем случае подложкой β-источника служила алюминиевая фольга толщиной 1,5 μ. Как видно из рисунков, применяемые β-источники достаточно тонки и в их материале серьезных энергетических потерь не происходит. Линии № 1—24 были сняты при предварительно размагниченном, а линии № 25—73— при предварительно оттренированном магните. Указанные при экспериментальных точках величины средних квадратичных ошибок учиты-

ают разное для различных точек время счета; отсутствие пометок на не-оторых линиях означает, что величины ошибок соизмеримы с размерами очек. Все линии внутренней конверсии располагаются на высоком фо-е сплошного β-спектра. Уровень β-фона проводился с учетом экспери-ентальных точек β-фона, наблюденных по всей серии измерений. На исунках он указан пунктиром. Для определения энергий γ-переходов ыли использованы только *K*-конверсионные линии; *L*-линии, ввиду их риплетной структуры и, как правило, слабой интенсивности, менее

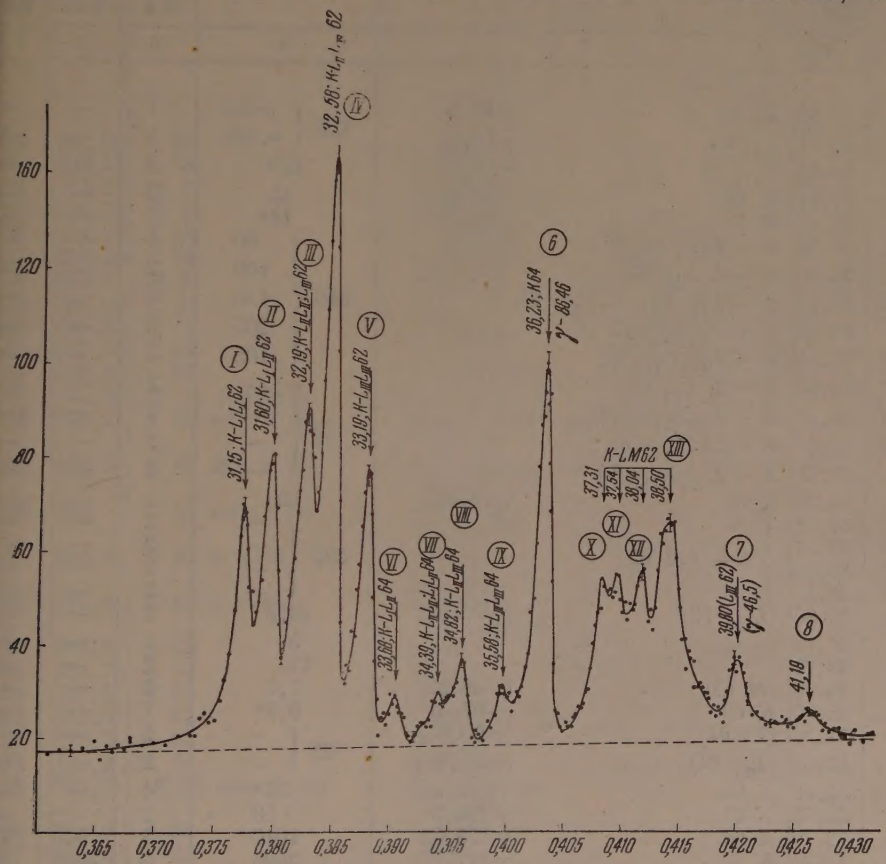


Рис. 2. Спектр оже-электронов самария (Z = 62) и гадолиния (Z = 64), наблюденный при распаде Eu^{152} и Eu^{154}. Над линией III должно быть 32, 19; $K - L_{II}L_{II}$; L_IL_{III} 62

ригодны для этих целей. В табл. 1 приведены относительные интен-ивности конверсионных линий. При значениях интенсивностей некото-ых линий проставлены величины вероятных ошибок, учитывающих по-торяемость наблюденной интенсивности в нескольких сериях измерений Их величина не отражает систематических ошибок, которые могли быть опущены при этих измерениях. Однако, если и имеются такие ошибки, о их величины таковы, что они не могут повести к серьезным искажениям езультатов, представленных в табл. 1. Для сравнения приведены так-же данные о конверсионных линиях, опубликованные в 1957 г. Ната-ом и Ваггонером [6]. В относительные интенсивности конверсионных иний с № 1 (10,45 keV) до № 30 (122,9 keV) включены поправки на оглощение электронов в окне счетчика*. Входное окно счетчика мело посеребренную коллодиевую пленку толщиной 0,16 мг см$^{-2}$.

* Регистрация электронов с помощью совпадений производилась при изучении олько жесткой части спектра (>600 keV).

Таблица 1

Идентификация и относительные интенсивности конверсионных линий, наблюденных при распаде Eu^{152} и Eu^{154}

№ линий по рис. 2—5	Энергия конверсионных линий, keV	Идентификация		Относительная интенсивность	Количество измерений	Данные по [	
						относительная интенсивность	энергия конверсионных линий, keV
1	2	3		4	5	6	7
1	10,45	L_I 64	γ-18,8	150 ~50	1	—	—
2	10,81	L_{II} 64	γ-18,8	150 ~100	1	—	—
3	11,54	L_{III} 64	γ-18,8	120	1	—	—
4	17,19	M 64	γ-18,8	45	2	—	—
5	21,15	K 63	γ-69,7	14*	1	—	—
I	31,15	$K-L_IL_I$ 62		610 80	2	—	—
II	31,60	$K-L_IL_{II}$ 62		610 100	2	—	—
III	32,19	$K-L_{II}L_{II}$, L_IL_{III} 62		610 120	2	—	—
IV	32,58	$K-L_{II}L_{III}$ 62		610 205	2	—	—
V	33,19	$K-L_{III}L_{III}$ 62		610 105	2	—	—
VI	33,68	$K-L_IL_{II}$ 64		72 —	2	—	—
VII	34,39	$K-L_{II}L_{II}$, L_IL_{III} 64		72 —	2	—	—
VIII	34,82	$K-L_{II}L_{III}$ 64		72 —	2	—	—
IX	35,58	$K-L_{III}L_{III}$ 64		72 —	2	—	—
6	36,23	K 64	γ-86,46	120	2	—	—
X	37,31	$K-LM$ 62		285 —	2	—	—
XI	37,54	$K-LM$ 62		285 —	2	—	—
XII	38,04	$K-LM$ 62		285 —	2	—	—
XIII	38,50	$K-LM$ 62		285 —	2	—	—
7	39,80	(L_{III} 62)	(γ-46,52)	16,5	2	—	—
8	41,19	—		5	2	—	—
9	43,73	—		17	2	—	—
10	44,98	(M 62)	(γ-46,52)	7,5	2	—	—
11	48,90	K 63	(γ-97,4)	9,5*	1	—	—
12	51,59	(L_I 64)	(γ-60,00)	23 —	2	—	—
13	52,09	(L_{II} 64)	(γ-60,00)	23 —	2	—	—
14	54,66	K 63	γ-103,2	34*	1	—	—
15	55,06	K 64	γ-105,3	50	2	—	—
16	72,79	K 64	γ-123,02	1010	3	640	73,
17	74,92	K 62	γ-121,77	2690	3	2960	75,
18	78,20	L_IL_{II} 64	γ-86,46	21 18	5	—	—
19	79,34	L_{III} 64	γ-86,46	21 3	5	—	—
20	84,77	M 64	γ-86,46	6	2	—	—
21	95,25	L_IL_{II} 63	γ-103,2	6*	1	—	—
22	97,0	L_IL_{II} 64	γ-105,3	8,7 6,7	5	—	—
23	97,7	L_{III} 64	γ-105,3	8,7 2,0	5	—	—
24	101,4	M 63	γ-103,2	1,6*	1	—	—
25	114,7	L_IL_{II} 62	γ-121,77	2100 —	3	—	—
26	115,2	L_IL_{II} 64 + L_{III} 62	γ-123,02+ +γ-121,77	2100 —	3	1770	115
27	116,0	L_{III} 64	γ-123,02	2100 —	3	395	116
28	120,4	M 62	γ-121,77	595 324	2	296	120
29	121,6	N 62 + M 64	γ-121,77+ +γ-123,02	595 236	2	93	121
30	122,9	N 64	γ-123,02	595 35	2	—	—
31	197,81	K 62 + K 64	γ-244,66+ +γ-248,04	100±1	5	100	198

* Относительная интенсивность непостоянна, см. текст.

Таблица 1 (продолжение)

№ линий по рис. 2—5	Энергия конверсионных линий, keV	Идентификация		Относительная интенсивность	Количество измерений	Данные по [6]	
						относительная интенсивность	энергия конверсионных линий, keV
1	2	3		4	5	6	7
32	237,08	*L* 62	γ-244,66	21,1	2	30	237
33	239,72	*L* 64	γ-248,04	5,9	2	—	—
34	243,22	*M* 62	γ-244,66	5,7	2	—	—
35	246,56	*M* 64	γ-248,04	1,0	1	—	—
36	294,09	*K* 64	γ-344,32	109,1±1,4	4	123	294
37	336,20	*L* 64	γ-344,32	22,8±0,3	3	30	336
38	342,67	*M* 64	γ-344,32	6,0	1	—	—
39	361,00	*K* 64	γ-411,23	6,04±0,14	4	4,9	360
40	397,38	*K* 62	γ-444,23	2,67±0,07	4	3,3	395
41	403,46	*L* 64	γ-411,23	1,27±0,04	4	—	—
42	436,40	*L* 62	γ-444,23	0,7	1	1,1	431
43	442,30	*M* 62 + *K*(?)	γ-444,23+γ(?)	0,8	1	—	—
44	536,2	*K* 62 или *K* 64	γ-583,1 или 586,5	1,27±0,05	4	1,7	531
45	565,3	*K* 62 или *K* 64	γ-612,1 или 615,5	1,18±0,04	4	1,1	564
46	629	*K* 62 или *K* 64	γ-676 или 679	∼0,4	1	—	—
47	642,3	*K* 62 + *K* 64	γ-689,1+ + γ-692,5	6,94±0,10	6	6,3	641
48	673,4	*K* 62 + *K* 64	γ-720,2+ + γ-723,6	1,53±0,04	5	—	—
49	681,6	*L* 62	γ-689,1	0,90± ∼0,50	5	—	—
50	684,7	*L* 64	γ-692,5	±0,02 ∼0,40	5	—	—
51	707,5	*K* 64	γ-757,7	0,70±0,03	4	1,2	705
52	712,9	*L* 62	γ-720,2	∼0,5 —	1	—	—
53	715,4	*L* 64	γ-723,6	—	1	—	—
54	729,3	*K* 64	γ-779,5	2,90±0,07	5	3,0	725
55	763,7	(*K* 62 или *K* 64)	(γ-810,6 или 813,9)	0,25	1	—	—
56	771,0	*L* 64	γ-779,5	0,3	2	—	—
57	821,6	*K* 62	γ-868,5	3,12± ≲1,56	5	2,8	815
58	823,5	*K* 64	γ-873,7	±0,08 ≳1,56	5	—	—
59	860,6	*L* 62	γ-868,5	0,2	1	—	—
60	865,0	*L* 64 + *M* 62	γ-873,7+ + γ-868,5	0,2	1	—	—
61	917,9	*K* 62	γ-964,8	4,60±0,10	5	4,0	916
62	946,4	*K* 64	γ-996,6	1,07±0,03	4	—	—
63	955,2	*K* 64 + *L* 62	γ-1005,4+ + γ-964,8	2,60± 1,94 (0,66) ±0,04	4	2,0	955
64	988,5	*L* 64	γ-996,6	0,15	1	—	—
65	997,3	*L* 64	γ-1005,4	0,3	1	—	—
66	1039,8	*K* 62	γ-1086,6	3,01±0,07	5	1,4	1032
67	1065,8	*K* 62	γ-1112,7	3,13±0,08	5	2,7	1056
68	1079,6	*L* 62	γ-1086,6	0,43	2	—	—
69	1105,1	*L* 62	γ-1112,7	0,47±0,04	3	—	—
70	1225,8	*K* 62 (или *K* 64)	γ-1272,6(или 1276,0)	0,75±0,03	3	—	—
71	1266,4	*L* 62 (или 64)	γ-1272,6(или 1276,0)	0,08	1	—	—
72	1362,5	*K* 62	γ-1409,4	1,39±0,02	3	1,7	1369
73	1402,6	*L* 62	γ-1409,4	0,23	2	—	—

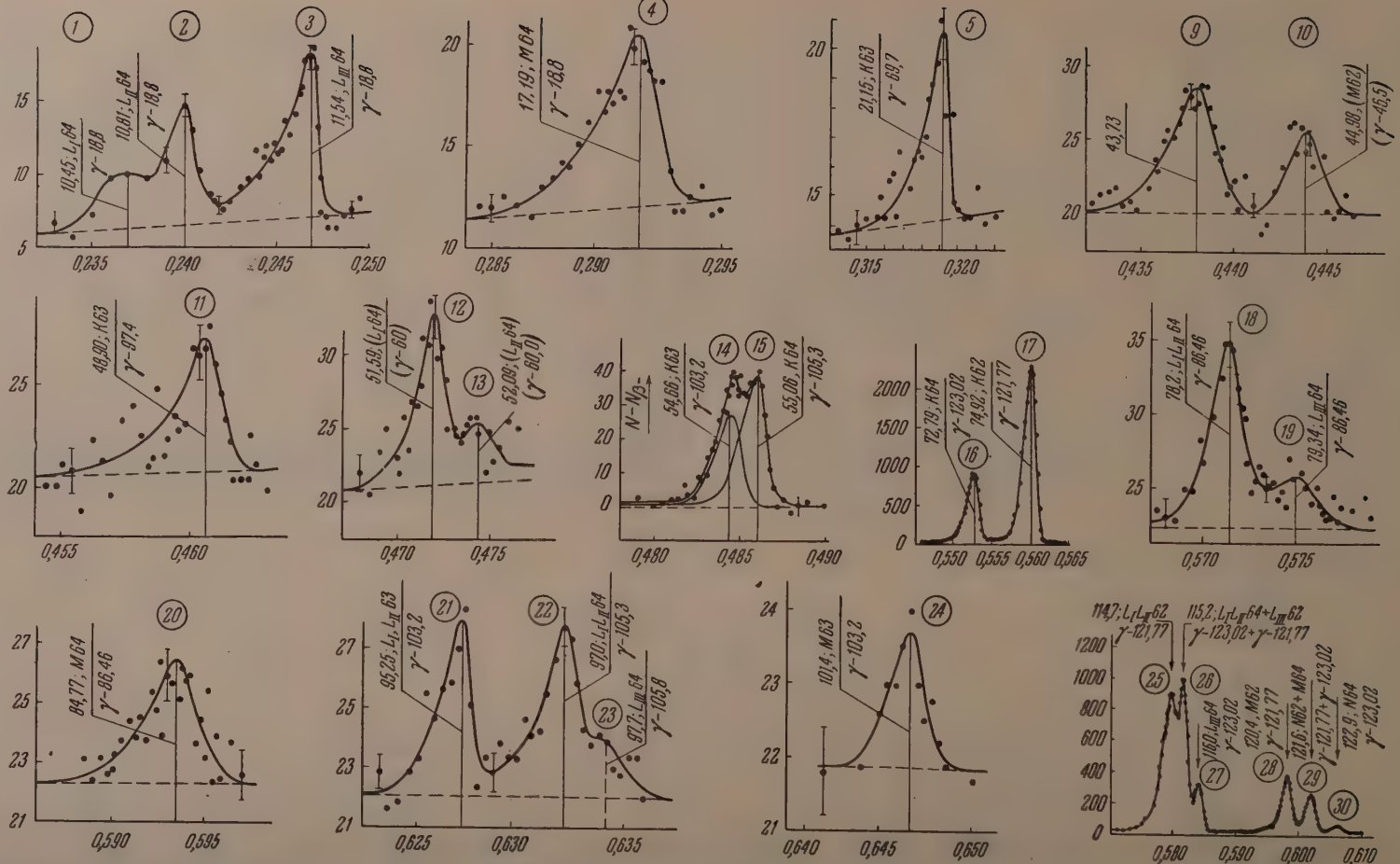


Рис. 3. Линии внутренней конверсии $Eu^{152,154}$, средняя толщина β-источника $\frac{0,1 \div 0,2}{8}$ мг см$^{-2}$, подложка из алюминие-

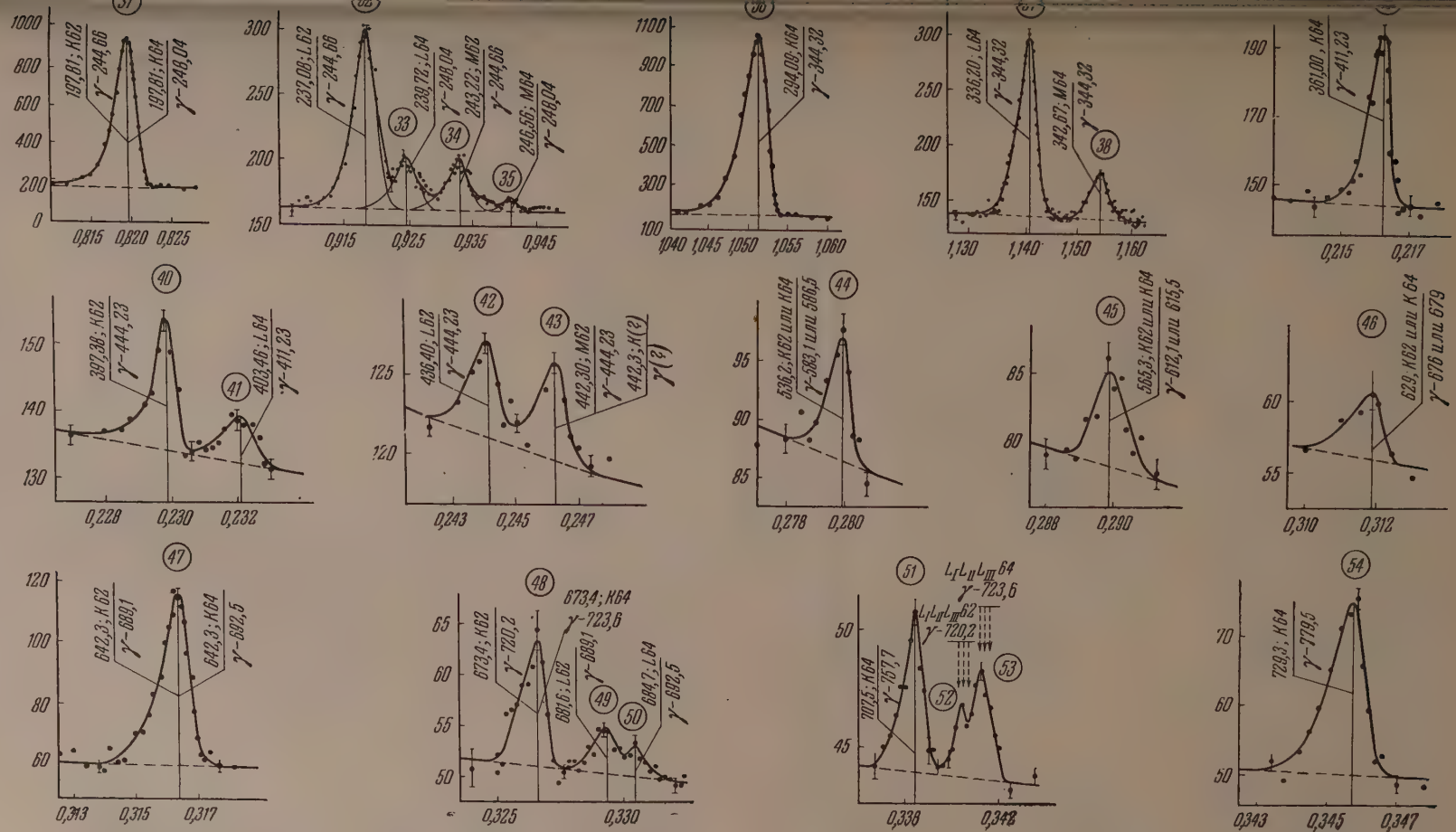


Рис. 4. Линии внутренней конверсии $Eu^{152,154}$; средняя толщина β-источника 0,1 ÷ 0,2 мг·см$^{-2}$, подложка из алюминиевой фольги толщиной 5 μ

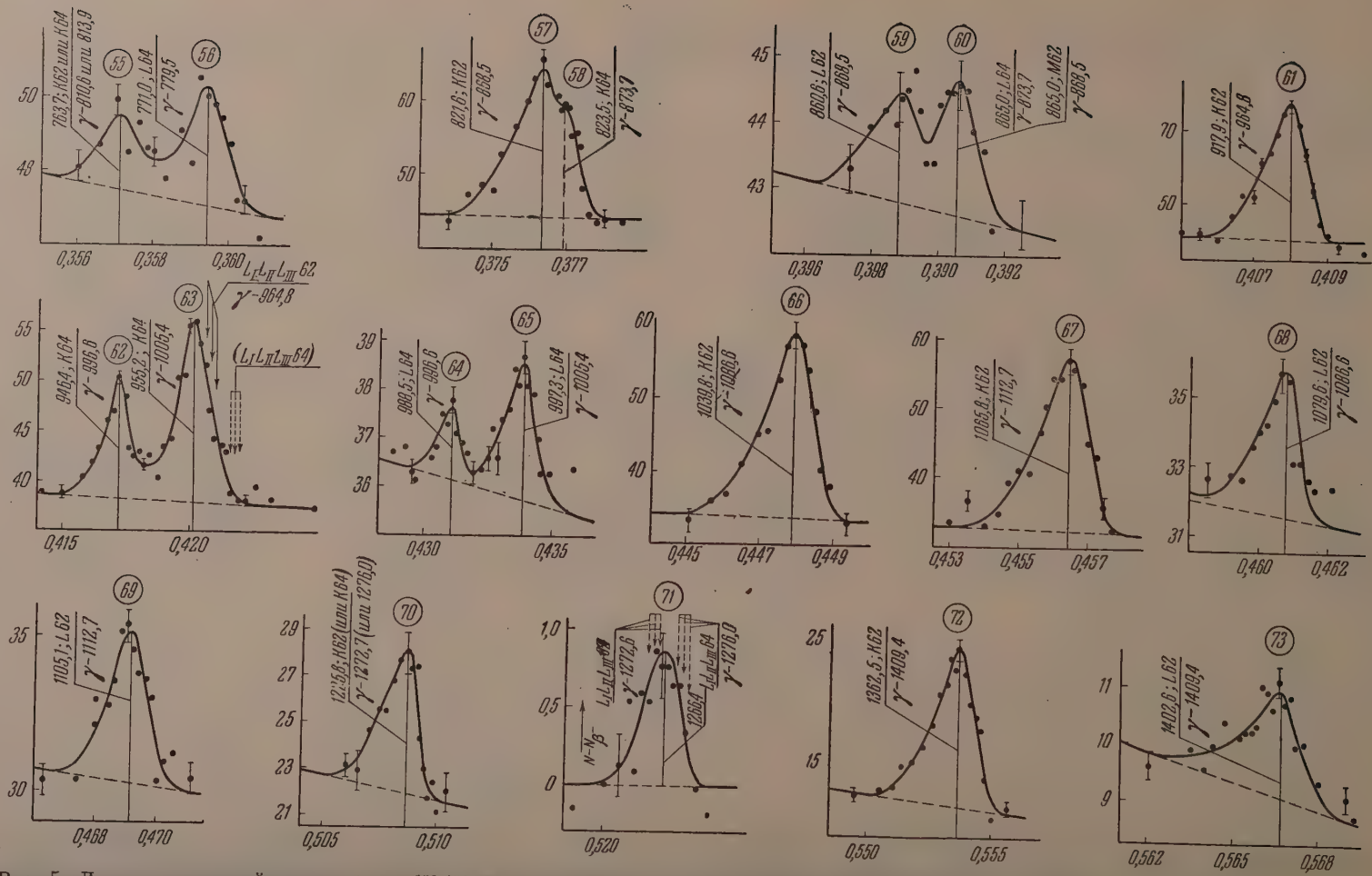


Рис. 5. Линии внутренней конверсии $Eu^{152,154}$; средняя толщина β-источника 0,1 ÷ 0,2 мг см$^{-2}$, подложка из алюминиевой фольги

трого говоря, точные значения поправок на поглощательную способность ленки могли бы быть сделаны только после специальных исследований е пропускаемости в данных геометрических условиях. Для нахождения рубых поправок нами был использован график пропускаемости, изобра-енный на рис. 6. Для его построения были использованы данные Арде-е [10] и Саксона [11].

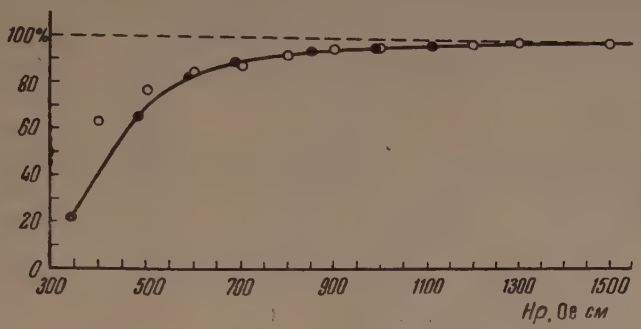


Рис. 6. График пропускаемости электронов пленкой толщиною 0,16 мг $см^{-2}$, согласно данным Ардене [10] (черные точки) и полученные интерполяцией данных Саксона [11] (светлые точки)

В табл. 1 также приведены относительные интенсивности линий Оже-электронов. Для определения энергии KLL-линий Оже-электронов Бергстремом и Хиллом [9, II] была предложена простая формула:

$$KL_pL_q = (K - L_p)_Z - (L_q)_{Z+\Delta Z},$$

где K — энергия связи электронов в K-оболочке, L_p и L_q — в L-подоболочках. Для предсказания энергий с точностью ~0,1% рекомендуется использовать $\Delta Z = 0{,}54$ для L_I- и L_{II}- и $\Delta Z = 0{,}76$ для L_{III}-подоболочки (экспериментально проверено при $Z = 80$ и 83). Значения энергий, полученные в настоящей работе для $Z = 62$ и 64, удовлетворяют данной формуле, если принять $\Delta Z = 0{,}65$ для L_I- и L_{II}- и $\Delta Z = 0{,}85$ для L_{III}-подоболочки.

Исследование спектра было проведено в 2 этапа. В течение первого этапа при возрасте источника около двух лет были проделаны основные измерения, позволившие идентифицировать бóльшую часть конверсионных линий. Спустя 280 дней были проведены контрольные измерения с целью выяснения принадлежности сомнительных линий к долгоживущим изотопам. Так было установлено, что конверсионные линии № 5 (21,15 keV), № 11 (48,90 keV), № 14 (54, 66 keV), № 21 (95,25 keV) и № 24 (101, 4 keV) проявляют уменьшение интенсивности по сравнению с интенсивностями линий $Eu^{152,154}$ более чем на 50%*. Одинаковая скорость изменения интенсивности наводит на мысль, что указанные линии принадлежат распаду одного и того же изотопа, период полураспада которого равен примерно 230 дням. Тот факт, что линии № 14, 21 и 24 конвертированы в европии ($Z = 63$), говорит о том, что γ-переходы с энергией 69,7 keV, 97,4 keV и 103,2 keV сопровождают распад Gd^{153}. Eu^{153} ($N = 90$), являющийся продуктом этого распада, принадлежит к типу деформированных ядер. Энергия переходов и относительные интенсивности конверсионных линий не противоречат результатам, опубликованным в работе [12].

* В табл. 1 интенсивности этих линий относятся к результатам контрольной серии измерений.

Имеются некоторые сомнения в принадлежности к $Eu^{152,154}$ линии № 12 (51,59 keV) и № 13 (52,09 keV), так как в оценке интенсивности этих линий существует большая неопределенность. Идентификация этих линий является предположительной, для выявления K-линии с энергией 9,75 keV этого предположительного перехода попыток не предпринималось. Что касается других конверсионных линий, то в контрольных измерениях каких-либо аномальных изменений в их относительных интенсивностях замечено не было. Следует сделать некоторые замечания о γ-переходах 18,8*, 86, 46 и 105,3 keV. При β^--распаде Eu^{155} с $T=1{,}7$ года возникают переходы в Gd^{155}, энергия которых равна 18, 84 и 102 keV [13]. В принципе, наличие примеси Eu^{155} в препарате $Eu^{152,154}$ не может быть отвергнуто, так как перед нейтронным облучением естественный европий не являлся спектрально-чистым. Образование Eu^{155} могло произойти по 2 каналам: реакция $(n\gamma)$ второго порядка на Eu^{153} и реакция $(n\,\gamma)$ первого порядка на Sm^{154}, продукт которой распадается по схеме.

$$_{62}Sm^{155} \xrightarrow[23{,}5\ \text{мин}]{\beta^-} {}_{63}Eu^{155} \xrightarrow[1{,}7\ \text{года}]{\beta^-} {}_{64}Gd^{155}.$$

Результаты контрольных измерений показывают, что γ-переходы 18,8*, 86, 46 и 105,3 keV принадлежат или $Eu^{152,154}$, или Eu^{155}, если предположить, что время жизни последнего сравнимо со временем жизни $Eu^{152,154}$**. Переход 46, 52 keV (линии № 7 и № 10) предположителен; линии L_1 и L_{11}, возможно, затушеваны M-линиями Оже самария.

Замечается ряд интересных случаев, когда K-линии некоторых γ-переходов почти совпадают или совпадают с большой точностью (при разрешении 0,3%). К таким переходам относятся 244,66 (Z=62) и 248,04 keV (Z = 64); 689,1 (Z = 62) и 692,5 keV (Z = 64); 868,5 (Z = 62) и 873,7 keV (Z = 64); 720,2 (Z = 62) и 723,6 keV (Z = 64). Первые три случая нами были обсуждены в статье [3]. Последний случай был выяснен в дополнительном исследовании после ознакомления с данными по относительным интенсивностям γ-лучей, доложенными в [5]. Интенсивность (720 keV) γ-перехода оказалась сильно завышенной по сравнению с той, которая должна была бы наблюдаться при его давно установленном месторасположении в схеме уровней Sm^{152}. Были найдены L-линии этого перехода, которые изображены на рис. 4 (№ 52 и 53). Возможно, контур линии и страдает неопределенностью, однако ее дублетность сомнений не вызывает. Из известного месторасположения K-линии и известных энергий поглощения рентгеновских лучей определены места, где следовало бы ожидать размещение L-линий. На рисунке они обозначены пунктирными стрелками. Характер расположения точек в этом районе подтверждает существование двух переходов, причем наибольшая доля конверсии принадлежит переходу 723,6 keV (Z = 64). Линия № 46 (629 keV) при проведении основных измерений, ввиду ее слабой интенсивности, была игнорирована. Результаты последних измерений показали, что она не может быть отнесена к коротко живущей активности.

Конверсионные линии, принадлежащие γ-переходу 1272,6 keV (Z = =62) или 1276,0 (Z = 64), представлены линиями № 70 и 71. Пунктирные стрелки над линией № 71 (и № 63) имеют тот же смысл, что при линиях № 52 и 53. Слабая интенсивность L-линии не способствует четкому выявлению ее контура и на рисунке он изображен ориентировочно. При всей его неопределенности можно заметить, что группировка точек происходит в районе левых стрелок. Однако это не может явиться основой для окончательной идентификации γ-перехода, так как в результате

---

* В основных сериях измерений L-линии этого перехода не были выявлены.

** Два перехода уже отмечены в предварительной публикации Корка и др. [7], а именно: переход с энергией 104,5 keV, относящийся к Gd^{152} и 84,2 keV — к Gd^{154}.

лительной съемки линии в этом районе возможно (хотя и мало вероятно) ыл допущен излом в кривой намагничивания магнита. По этой причи- е здесь приводятся две возможные идентификации, причем предпочти- ельней представляется $Z = 62$.

При определении относительной интенсивности K-линии γ-перехода энергией 1005,4 keV (№ 63 и 65) был учтен тот факт, что она включает себя L-линию γ-перехода 964,8 keV, мультипольность которого — $E2$ см. табл. 3). Для оценки интенсивности L-линии перехода с энергией 64,8 keV было использовано теоретическое значение относительного

оэффициента конверсии $\alpha = \frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 7{,}0$.

В схеме распада долгоживущего Eu^{152}, предложенной Гродзинсом Кендалом [4], приведены γ-переходы 550 и 1200 keV в Sm^{152}, а также 1100 и 1240 keV в Gd^{152}. Конверсионные линии, соответствующие этим ереходам, нами не были замечены. Если они и существуют, то их вы- явление могло бы быть сделано только в специальном исследовании при значительном увеличении времени съемки каждой точки.

Некоторые данные об относительных интенсивностях конверсионных иний, подытоженные в табл. 1, могут быть использованы для нахождения кспериментальных отношений коэффициентов конверсии и сравнения их с теоретическими. Такое сравнение приведено в табл. 2. Для нахож- ения теоретических отношений коэффициентов конверсии были исполь- ованы данные Роуза по L-оболочке [9, III] и по K-оболочке — весьма одробные и точные таблицы [14], вычисленные Л. А. Сливом и И. М. анд с учетом экранирования и конечных размеров ядра. Значения L-ко- ффициентов для $Z = 62$, 63 и 64 имеют некоторую неопределенность. оследняя связана как с тем, что вычисления Роуза были выполнены для очечного ядра (но с учетом экранирования), так и с погрешностями, опущенными при проведении интерполяции между немногочисленными орными точками таблицы [9, III].

Теоретические отношения коэффициентов конверсии, приведенные в абл. 2 для перехода с энергией 18,8 keV, весьма приближенны. Для их ахождения была предпринята процедура экстраполяции, так как в абличных данных [9, III] для таких малых энергий L-коэффициенты тсутствуют. Мультипольность излучения этого перехода может быть казана только ориентировочно. Экспериментальные отношения коэффи- иентов конверсии для γ-переходов с энергиями 86, 46 и 105,3 keV, воз- ожно, содержат неопределенность порядка 10—15%. По этой причине ти переходы отождествляются как $E1$ или как смесь $M1 + E2$. С фор- альной стороны соотношение смеси рассматриваемого смешанного пе- ехода может быть легко найдено [15], если известно отношение коэф- ициентов конверсии на любых двух оболочках (или подоболочках), и а этих же оболочках (или подоболочках) известны для чистых переходов бсолютные значения коэффициентов конверсии. Вычисленные таким пособом соотношения смесей неконвертированных γ-лучей для пе- еходов 86, 46 и 105,3 keV, а также для 103,2 keV, приводятся в табл. 2. -Переходы с энергией 121, 77 и 123,02 keV весьма аккуратно были ис- ледованы на призменном β-спектрометре [16]. Наше отношение коэффи- иентов конверсии $\frac{\Sigma K}{\Sigma L}$ не противоречит результатам работы [16]. Идентификация мультипольности γ-переходов 244,66, 248,04, 344,32 и 411,23 keV сомнений не вызывает.

Для полноты сведений о некоторых γ-переходах в табл. 3 приведены бсолютные значения K-коэффициентов конверсии. Их значения были олучены на основании наших данных об относительных интенсивностях K-линий и данных об относительных интенсивностях γ-лучей, приве- енных в работе [5]. При этом за нормирующий K-коэффициент конвер- ии принят теоретический K-коэффициент конверсии $\alpha_K = 3{,}1 \cdot 10^{-2}$ для

Таблица 2

Сравнение экспериментальных отношений коэффициентов конверсии с теоретическими

Энергия γ-переходов, keV	Экспериментальные отношения коэффициента конверсии	Теоретические отношения коэффициента конверсии					Тип излучения
		*E*1	*E*2	*E*3	*M*1	*M*2	
18,8	$\frac{L_1}{L_{11}} \approx 0{,}5$	1,1*	0,003*	0,001*	1,1*	13*	(*E*1)
	$\frac{L_{11}}{L_{111}} \approx 0{,}8$	0,8*	1,3*	2,3*	6*	0,09*	(*E*1)
86,46	$\frac{K}{\Sigma L} = 5{,}7$	6,6	0,9	0,13	6,7	3,5	*E*1 или 4% *E*2+96% *M*
	$\frac{L_1 + L_{11}}{L_{111}} = 6{,}1$	4,5	1,2	0,7	80	5,2	*E*1 или 8% *E*2+92% *M*
103,2	$\frac{K}{\Sigma L} = 4{,}7$	6,8	1,3	0,22	6,9	3,8	15% *E*2+85% *M*1
105,3	$\frac{K}{\Sigma L} = 5{,}8$	6,7	1,25	0,21	6,7	3,7	*E*1 или 5% *E*2+95% *M*
	$\frac{L + L_{11}}{L_{111}} = 3{,}4$	4,8	1,4	1,1	80	6,5	*E*1 или 20% *E*2+80% *M*
121,77 123,02	$\frac{\Sigma K}{\Sigma L} = 1{,}76$	7,0 6,7	1,8 1,6	0,4 0,3	7,0 6,8	4,0 3,9	*E*2 *E*2
244,66 248,04	$\frac{\Sigma K}{\Sigma L} = 3{,}70$	7,2 7,1	3,7 3,5	1,5 1,3	7,0 6,8	5,1 5,0	*E*2 *E*2
344,32	$\frac{K}{\Sigma L} = 4{,}8$	7,1	4,5	2,3	6,9	5,6	*E*2
411,23	$\frac{K}{\Sigma L} = 4{,}7$	7,1	5,0	3,0	7,0	5,9	*E*2

γ-перехода 344,32 keV (препарат Eu^{152}), тип излучения которого известе как *E*2 (см. табл. 2). Этот нормирующий *K*-коэффициент конверсии из- отсутствия соответствующих данных распространен также и на γ-лучи, от сящиеся к препарату Eu^{154}. По этой причине пользоваться табл. 3 надо

* Найдены графической экстраполяцией по энергиям для $Z = 64$.

некоторой осторожностью. Переходы 859 и 873 keV работы [5] нами были отождествлены, как переходы 868,5 и 873,7 keV, так как вблизи K-линий, соответствующих этим переходам, иной конверсии не наблюдается.

Схема распада долгоживущего Eu^{152}, предложенная Натаном и Ваггонером [6], во многом согласуется со схемой распада [4], предложенной Гродзинсом и Кендалом. В работе [6] также приводится схема распада Eu^{154}, перепечатанная из неопубликованной работы Стефенса. В этой схеме для Gd^{154} предлагаются возбужденные состояния: 123, 371, 1010, 1140 и 1740 keV. Система первых четырех состояний не противоречит системе уровней: 123,02; 371,06; 996,6 и 1128,6 keV, предложенной нами в статье [3]. Данные настоящей работы не являются достаточными для подтверждения уровней 1140 и 1740 keV. Однако точные значения энергий γ-переходов показывают, что предложенный Стефенсом характер разрядки 1740 keV состояния с помощью прямых и каскадных переходов является ошибочным. Точно такое же замечание следует сделать о 1121 keV состоянии, введенном Натаном и Ваггонером в систему уровней Sm^{152}. Реальность существования этого уровня сомнительна.

Часть системы уровней, которую можно было бы считать достоверной, изображена на рис. 7. Спины 13-летнего Eu^{152} и Eu^{154} (16 лет) были из-

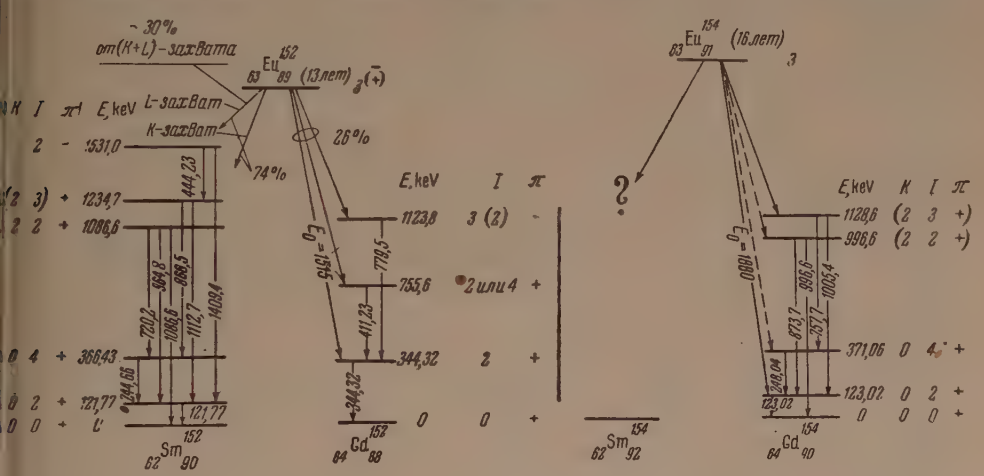


Рис. 7. Схемы распада долгоживущих изотопов Eu^{152} и Eu^{154}

мерены непосредственно методом парамагнитного резонанса в [17 и 18] соответственно. Значения энергий β^--групп взяты из работы [6]. Квантовые характеристики K, I, π определены на основании данных табл. 1—3. При данных квантовых характеристиках основных состояний Eu^{152} и Sm^{152} следует ожидать, что ветвь K-захвата на основное состояние Sm^{152} очень слаба или отсутствует (см. также Gd^{152} и Gd^{154}). В этом случае отношение суммы интенсивностей переходов с энергией 121,77 и 1086,6 keV к интенсивности перехода 344,32 keV равно отношению ветвей $(K + L)$-захвата к β^--распаду. Величина L-захвата в Sm^{152*} (возможно некоторая доля принадлежит Sm^{154}) оценена на основании эмпирической кривой [19] флуоресцентного выхода, как функция Z, относительных интенсивностей оже-электронов и K-конверсионных линий, принадлежащих изотопам с $Z = 62$.

* Сумма интенсивностей переходов с энергией 444,23 и 1409,4 keV по данным табл. 1 и теоретическим K-коэффициентам конверсии составляет 34% от общей интенсивности переходов 121,77 и 1086,6 keV.

Таблица 3

Абсолютные значения коэффициентов конверсии на *K*-оболочке, полученные на основе относительных интенсивностей *K*-линий табл. 1 и относительных интенсивностей γ-лучей по работе [5]

Энергия γ-переходов, keV	Относительная интенсивность *K*-линий	γ-лучи; данные [5]		Экспериментальный коэффициент конверсии ($\times 10^{-3}$)	Теоретический *K*-коэффициент конверсии ($\times 10^{-3}$)			Тип излучения	
		относительная интенсивность	энергия, keV		*E*1	*E*2	*M*1	наши данные	данные работы [6]
344,32	109,1±1,4	118±8	344			31		*E*2	*E*2
411,23	6,04±0,14	—	—						
444,23	2,67±0,07	23±6	436	3,9±1,0	4,75	14,5		*E*1	
583,1 или 586,5	1,27±0,05	8±2	583	5,3±1,4	2,6*	7,2*	12,5*	*E*1 или *E*2	
612,1 или 615,5	1,18±0,04	—	—						
676 или 679	~0,4	8±2	681	29±8	1,9*	5,0*	8,65*		
689,1 692,5	6,94±0,10				1,85 2,0	4,8 5,2	8,25 9,4		
720,2	1,53±0,04	21±2	720	2,4±0,4	1,7	4,35		*E*2	
723,6					1,8	4,7		(*E*1)	
757,7	0,70±0,03	10±4	755	2,3±1,0	1,65	4,25	7,6	(*E*2)	
779,5	2,89±0,07	61±4	779	1,59±0,12	1,6	4,0		*E*1	*E*1
(810,6 или 813,6)	0,3	—	—						

Таблица 3 (продолжение)

Энергия γ-переходов, keV	Относительная интенсивность K-линий	γ-лучи; данные [5]		Экспериментальный коэффициент конверсии ($\times 10^{-3}$)	Теоретический K-коэффициент конверсии ($\times 10^{-3}$)			Тип излучения	
		относительная интенсивность	энергия, keV		E1	E2	M1	наши данные	данные работы [6]
868,5 873,7	3,12±0,08 { <1,56 >1,56	11±2 24±2	859 873	3,0±0,3	1,17 1,25	2,85 3,1	4,75 5,4	E2(+M1) (E2+M1)	M1
964,8	4,60±0,10	61±2	964	2,53±0,10	0,95	2,25	3,7	E2	
996,6 1005,4	1,07±0,03 1,94	29±2	1003	3,48	0,985 0,965	2,35 2,3	3,9 3,8	(E2) (E2+M1)	
1086,6	3,01±0,06	50±7	1086	2,0±0,3	0,76	1,75	2,75	E2	(E2)
1112,7	3,13±0,08	63±7	1111	1,7±0,2	0,73	1,68	2,65	E2	(M1)
—	—	7±2	1212						(E1)
1272,6 (или 1276,0)	0,75±0,03	35±3	1280	0,72±0,07	0,62*	1,3*	—	E1	(E1)
—	—	8±3	1300						
1409,4	1,39±0,02	100	1411	0,47	0,475	1,05	—	E1	E1

* Приведены для $Z = 62$.

Схемы распада пока еще не охватывают большого количества γ-пе[ре]реходов, некоторые из которых имеют значительную интенсивность.

Авторы выражают благодарность В. М. Кельману за внимание [к] выполняемой работе и ценные замечания, сделанные при обсуждени[и] результатов.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Mettelson B. R., Nilsson S. G., Phys. Rev. 99, 1615 (1955).
2. Karraker D. G., Hayden R. J., Ingharam M. C., Phys. Rev. 87 901 (1952).
3. Бобыкин Б. В., Новик К. М., ДАН СССР, 115, 263 (1957).
4. Nuclear, Sci. Abstr. 10, *12 B*, 254 (1956).
5. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Недовесов В. Г., Щу[кин] Г. Е., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 966 (1957).
6. Nathan O., Waggoner M. A., Nuclear Phys., 2, 548 (1957.)
7. Cork J. M., Brice M. K., Helmer R. G., Sarason D. E., Bull Am. Phys. Soc., 2, Ser II, *1*, 16E3 (1957).
8. Kurie F. N. D., Osoba J. S., Slack L., Rev. Sci. Instr. 19, 771 (1948)
9. Beta- and Gamma-ray Spectroscopy, Ed. by K. Siegbahn, North-Holland publ. co. Amsterdam, 1955: I — Mitchell A. C. G., Slätis H., p. 227; II — Bergström I., p. 624; III — Rose M. E., p. 905.
10. von Ardene M., Tobellen Elektronenphysik Ionenphysik und Übermikroskopie, b. 1, p. 153. — Deutscher Verlag Wissenschaften, Berlin, 1956.
11. Saxon D., Phys. Rev. 81, 639 (1951).
12. Marty N., Vergnes M., Compt. rend. 242, 1438 (1956).
13. Dubey V. S., Mandeville C. E., Rothman M. A., Phys. Rev. 103 1430 (1956).
14. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии.— Изд. АН СССР М.— Л., 1956.
15. Church E. L., Monahan J. E., Phys. Rev. 98, 718 (1955).
16. Кельман В. М., Романов В. А., Мецхваришвили Р. Я., Колюнов В. А., ЖЭТФ, 32, 39 (1957).
17. Маненков А. А., Прохорова А. М., Трухляева П. С., Яковлева Г. Н., ДАН СССР, 112, 623 (1957).
18. Kedzie R. W., Abraham M., Jeffries C. D., Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II, 1, *8*, M 11, (1956).
19. Gray P. R., Phys. Rev., 101, 1306 (1956).
20. Bhattacheriee S. K., Raman S., Nuclear Phys., 4, 44 (1957).

Примечание при корректуре

Недавно опубликована работа Бхаттачерьи и Рамана]20] по изучению долгоживущей активности Eu^{152} и Eu^{152}. Уточнить или дополнить схемы распада, изображенные на рис. 7, на основании некоторых новых данных, приведенных в [20], не представляется возможным.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

К. Я. ГРОМОВ. Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, А. Г. ДМИТРИЕВ
и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

О СХЕМЕ РАСПАДА Lu^{171}

О результатах исследования излучения нейтронодефицитных изотопов лютеция, образующихся в реакции глубокого отщепления на тантале, сообщалось в работах [1, 2]. В спектре конверсионных электронов были обнаружены линии, интенсивность которых спадала с периодом около 7 дней. Эти линии могли быть приписаны двум изотопам лютеция: Lu^{171} и Lu^{172}, имеющим близкие периоды полураспада — 8,5 и 6,7 дня. Решить вопрос о принадлежности линий тому или иному из указанных изотопов лютеция было невозможно.

Теперь нами изучен спектр конверсионных электронов препарата лютеция, выделенного из гафния, образующегося в реакции глубокого отщепления на тантале. Исследование выполнено на спектрометре типа кэтрон в тех же условиях, что и в работе [2]. Через ~12 час. после 2-часового облучения тантала протонами образовавшийся в реакции гафний был отделен от редких земель. Через 3 дня после этого из гафния был выделен дочерний лютеций. Из гафния могут образоваться следующие изотопы лютеция: Lu^{170} (2 дня), Lu^{171} (8,5 дня), Lu^{172} (6,7 дня), Lu^{173} (200—500 дней) и изомеры Lu^{175}. Соответствующие изотопы гафния имеют периоды: Hf^{170}— 112 мин, Hf^{171}— 16 час, Hf^{172}— 5 лет, Hf^{173}— 28 час, Hf^{175}— 70 дней.

При исследовании препарата лютеция, выделенного из гафния, было обнаружено несколько конверсионных линий, интенсивность которых спадала с периодом 7—8 дней. Полученное значение периода полураспада и учет указанных генетических связей лютеция и гафния позволяют однозначно приписать эти конверсионные линии лютецию 171. В таблице приведены экспериментальные результаты исследования препарата лютеция, выделенного из гафния. Эти результаты сравниваются с результатами работы [2] по исследованию излучения нейтронодефицитных изотопов лютеция с периодом около 7 дней.

Препарат лютеция, выделенный из гафния, был в несколько раз слабее препаратов, выделявшихся непосредственно из тантала. Поэтому в спектре препарата лютеция, выделенного из гафния, нами были обнаружены только наиболее интенсивные или наиболее удачно расположенные конверсионные линии из ранее наблюдавшихся. Таким образом, можно утверждать, что переходы с $h\nu = 75{,}8$ и 90,6 keV и неидентифицированные конверсионные линии $E_e = 56{,}6$: 57,9; 62,3 keV, найденные в спектре препарата лютеция, выделенного из гафния, принадлежат лютецию 171. Но нельзя утверждать обратного: необнаруженные конверсионные линии могут принадлежать как лютецию 171, так и лютецию 172. В графах «Идентификация» и «Тип перехода» таблицы приведена идентификация конверсионных линий и возможные мультипольности γ-переходов по результатам работы [2].

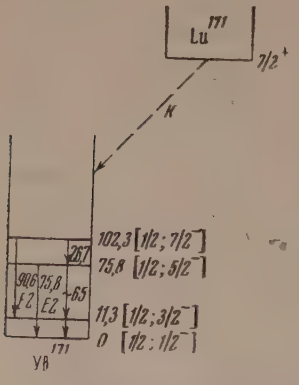
Исходя из полученных данных, можно высказать некоторые соображения о схеме распада Lu^{171}. Спин основного состояния Yb^{171} измерен [3] и равен $^1/_2$. Ядро Lu^{171} имеет 71 протон и 10 нейтронов, поэтому [4] спин его должен быть таким же, как и у Lu^{175} (71 протон и 104 нейт-

Сравнение результатов исследования конверсионных электронов лютеция, выделенного из гафния, с результатами работы [2]

Энергия электронов, keV		Идентификация	Тип перехода
[2]	Лютеций из гафния		
14,5±0,1	—	K-75,8	$E2$
21,2±0,25	—		
24,3±0,2			
26,2±0,25			
29,3±0,2	—	K-90,6	$E2$ или $M2+E3$
30,2±0,25	—		
40,2±0,25	—		
42,1±0,25	—		
45,3±0,2	—		
48,0±0,3	—		
49,6±0,3	—		
53,4±0,3	—		
56,6±0,15	56,6±0,2		
58,1±0,4	57,9±0,2		
62,1±0,2	62,3±0,2		
66,1±0,3 } 67,3±0,3 }	66,0±0,2	(L_I+L_{II})-75,8 L_{III}-75,8	
69,0±0,2	—		
70,2±0,3			
74,2±0,2	73,1±0,2	M-75,8	
80,9±0,3	81,6±0,4	L-90,6	
88,5±0,4	—		
120,4±0,3	—	K-181,7 }	$E2$, $M3$ $M1+E2$
171,9±0,4	—	L-181,7 }	$E2+M3$
209,9±1,0	—		
753,7±1,5	—		
846,6±1,5	—	K-906,9	
903,1±2,0	—	K-964,1	

рона), т. е. $^7/_2$. Таким образом, получается картина, очень похожая на распад Yb^{169} (спин $^7/_2$) в Tu^{169} (спин $^1/_2$). Есть основания полагать, что и схема распада Lu^{171} будет сходна со схемой распада Yb^{169} (см., например, [5]).

По аналогии со схемой распада Yb^{169} была составлена схема уровней ротационной полосы основного состояния Yb^{171} (см. рисунок). С этой схемой прекрасно согласуются следующие экспериментальные данные.



Ротационные уровни Lu^{171}. Энергии уровней рассчитаны по γ-переходам 90,6 и 75,8 keV. Энергии γ-переходов — экспериментальные

1. По схеме, приведенной на рисунке, переход 75,6 keV должен быть типа $E2$. Действительно, экспериментально установлено, что этот переход типа $E2$.

2. Переход 90,6 keV должен быть типа $E2$. Согласно экспериментальным данным, этот переход либо типа $E2$, либо $(M2+E3)$.

3. Энергия уровней ротационной полосы со спином основного состояния $^1/_2$ описывается формулой

$$E = A[I(I+1)+a(-1)^{I+1/2}(I+{}^1/_2)]+E_0.$$

Исходя из двух известных нам значений энергии переходов 90,6 и 75,8 keV, рассчитаны параметры A и a. Они оказались равными

$A = 8{,}32$ keV и $a = -0{,}546$. При этих значениях параметров были рассчитаны энергии остальных переходов ротационной полосы. Вычисленная энергия перехода с уровня ($^1/_2$; $^5/_2^-$) на уровень ($^1/_2$; $^3/_2^-$) оказалась равной 64,4 keV. Исходя из этого значения, электронным линиям 56,6; 57,9 и 62,3 keV можно дать идентификацию и считать их линиями ($L_{\text{I}} + L_{\text{II}}$), L_{III} и M γ-перехода с энергией ~65—66 keV. Вычисленная энергия перехода с уровня ($^1/_2$; $^7/_2^-$) на уровень ($^1/_2$; $^5/_2^-$) оказалась равной 26,5 keV. Это значение энергии перехода позволяет идентифицировать электронные линии 24,3 и 26,2 keV, как M- и N-линии этого перехода. Экспериментальное значение энергии перехода при этой идентификации — (26,7 ± 0,5) keV. Вычисленная энергия перехода с уровня ($^1/_2$, $^3/_2^-$) на уровень ($^1/_2$; $^1/_2^-$) равна 11,3 keV. Электронные линии этого перехода в наших измерениях наблюдать было трудно, так как они близки по энергии к L-оже-электронам и так как измерения на нашем приборе в области столь малых энергий затруднительны.

При рассмотрении вопроса о полной схеме распада Lu^{171} следует иметь в виду, что K-захват Lu^{171} на уровни основной ротационной полосы Yb^{171} запрещен по квантовому числу K. Таким образом, распад Lu^{171} идет, по-видимому, в основном на высокие возбужденные состояния с $K > {}^1/_2$, и весьма вероятно, что все или часть γ-переходов и неидентифицированных конверсионных линий, не связанных с основной ротационной полосой Yb^{171}, образуются при разрядке этих возбужденных состояний.

Конверсионные линии, соответствующие $h\nu = 11{,}3$ (M-оболочка) и 26,6 keV (L-, M- и N-оболочки) были замечены в спектре Lu^{171}. И. М. Ротачевым (ЛГУ) при помощи линзового спектрометра с очень тонкой пленкой на счетчике. Линия M-11,3 видна плохо, так как расположена вблизи линии электронов Оже L-MM и L-NN.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 1004 (1957).
2. Бобров Ю. Г., Громов К. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 940 (1957).
3. Mack I. E., Rev. Mod. Phys., 22, 64 (1950).
4. Моттельсон, Нильсон, Проблемы современной физики, *1* (1956).
5. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Т. ЮАСА, Ж. ЛАБЕРИГ-ФРОЛОВА и Л. ФЕВРЕ

$0^+ \to 0^+$-ПЕРЕХОД В Zr^{90}

Известно, что $0^+ \to 0^+$ -переходы могут происходить путем испускания электронов внутренней конверсии, образования пар или испускания нескольких фотонов или непрерывного спектра фотонов [1—7].

Это явление исследовано в редких случаях: O^{16} (6,04 MeV), RaC (1,42 MeV), Ge^{72} * (0,72 MeV), Be^8 (17 MeV) и Ca^{40} (3,35 MeV).

До последнего времени распад Y^{90} рассматривался как чистый β-распад ($\Delta I = 2$, да) [8—10].

Некоторые авторы при изучении распада Y^{90} обнаружили существование фотонов большой энергии [11], другие [12—14]— позитронного спектра и линий внутренней конверсии, которые, возможно, соответствуют $0^+ \to 0^+$-переходу в Zr^{90}.

Нам казалось интересным уточнить возможность существования перехода $0^+ \to 0^+$ в Zr^{90}, так как случаи $0^+ \to 0^+$-перехода наблюдаются очень редко.

Наша работа преследовала такие цели: поиски γ-квантов, особенно в области 1,7 MeV (15], электронов внутренней конверсии [15] и позитронов [16], соответствующих этой энергии γ-квантов.

В таком исследовании было важно иметь очень чистый источник с большой удельной активностью. Мы располагали источником с удельной активностью до 15 mCu мг$^{-1}$, полученным из Y^{90} в равновесии с Sr^{90} Боннэном [17] хроматографическим методом на ионообменных смолах. Чистота источника была

$$\frac{C_{Sr^{90}}}{C_{Y^{90}}} < 10^{-7}.$$

Мы исследовали γ-излучение, сопровождающее распад Y^{90}, при помощи сцинтилляционного γ-спектрометра с кристаллом NaJ (Tl) 50-канальным анализатором импульсов.

Полученный спектр (рис. 1) показывает, что выше предела внутреннего и внешнего тормозных излучений наблюдаемых γ-квантов нет (β-частицы поглощались сантиметровым слоем плексигласа). Можно считать, что интенсивность γ-перехода 1,74 MeV, если он существует, меньше, чем $4{,}3 \cdot 10^{-6}$ от интенсивности β-частиц. Интенсивность γ-линии 1,4 не превышает $3 \cdot 10^{-6}$ от интенсивности β-частиц *.

Мы исследовали распад Y^{90} [15—16] при помощи β-спектрометра с толстой магнитной линзой в лаборатории атомного синтеза. Источник диаметром 3 мм, нанесенный на подложку толщиной 20 мкг см$^{-2}$, имел поверхностную плотность 0,3 мкг см$^{-2}$ и разрешение 0,9%. Счетчик закрывался формваровым окошком толщиной 90 мкг см$^{-2}$.

---

* После этого сообщения мы произвели другие измерения при помощи сцинтилляционного кристалла NaJ(Tl) бо́льших размеров (3,4×5,08 см) и одноканального анализатора. Таким образом, мы смогли обнаружить аннигиляционное γ-излучение, интенсивность которого согласуется с интенсивностью позитронов внутреннего образования пар, наблюдаемых при помощи β-спектрографа.

Полностью данные по исследованию распада Y^{90} публикуются в подробной статье в «Journal de Physique et de Radium» с учетом всех известных результатов, полученных после января 1957 г.

Исследованный β-спектр соответствует по теории Ферми переходу $\Delta I = 2$.

Проведено подробное исследование спектра в районе между 1,4 и 1,75 MeV: проведены четыре серии измерений, во время которых зарегистрировано, по крайней мере, 10^5 отсчетов для каждой точки. Эти измерения доказывают существование двух небольших пиков в районе от 1,7 до1,756 MeV с интенсивностью $(1{,}6 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-4}$ электронов на распад (рис. 2).

Эти пики соответствуют внутренней конверсии на K- и $L + M$-оболочках от перехода 1,74 MeV. Значение энергии совпадает с результатами Джонсона и др. [13]. Интенсивность в нашем случае больше значения, указанного Джонсоном, но, учитывая возможность экспериментальных ошибок, можно считать согласие удовлетворительным.

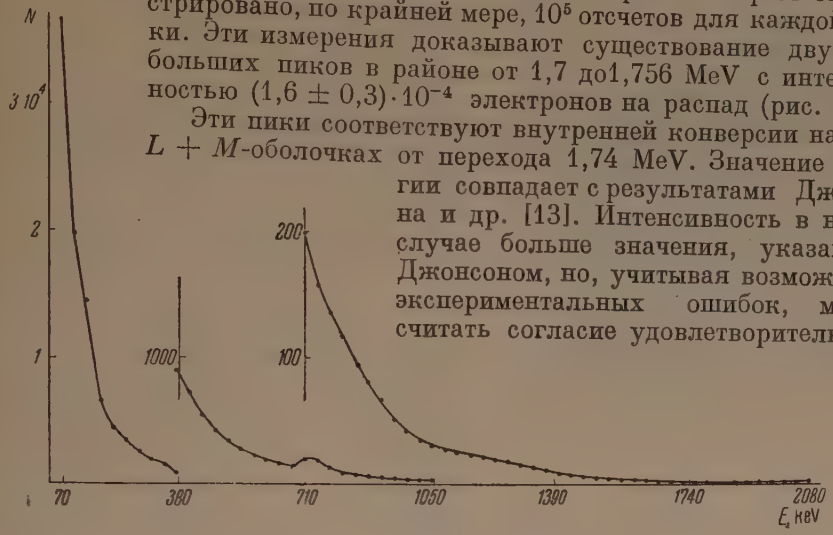


Рис. 1. γ-Излучение Y^{90}_{39}

Переход $0^+ \to 0^+$ с энергией 1,74 MeV может также вызвать внутреннее образование пар. Однако существуют некоторые расхождения между экспериментальными результатами, относящимися к интенсивности позитронного спектра. Очень малая интенсивность спектра затрудняет его исследование в спектрометре с магнитной линзой из-за рассеяния β-частиц.

При помощи видоизмененной винтовой диафрагмы (рис. 3) нам удалось уменьшить фон рассеянных электронов до $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ от общего их числа.

В этих опытах мы использовали источник Y^{90} с общей активностью 4 mCu и удельной активностью 5 mCu $мг^{-1}$, нанесенный на фольгу толщиной 30 мкг $см^{-2}$.

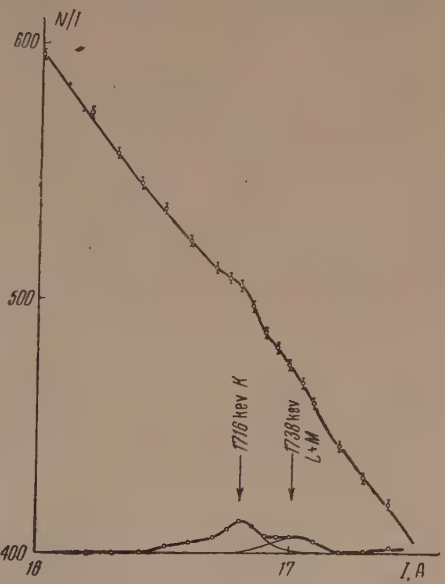


Рис. 2. Электроны внутренней конверсии $0^+ \to 0^+$ -перехода 1,7 MeV в Zr^{96}

При позитронном поле мы наблюдали небольшой пик с верхней границей (720 ± 10) keV, который возвышался над фоном (рис. 4). Этот пик наблюдался с двумя различными источниками в трех сериях для каждого источника.

Оценка фона рассеянных электронов была произведена в опыте с источником Ir^{194}, граничная энергия β-спектра которого 2,2 MeV, т. е. приблизительно равна граничной энергии β-спектра Y^{90}. Эти опыты по-

зволили определить путем вычитания спектр позитронов, форма которого хорошо совпадает с теоретической, предсказанной Томасом [18] и вычисленной Гринбергом [12] и нами.

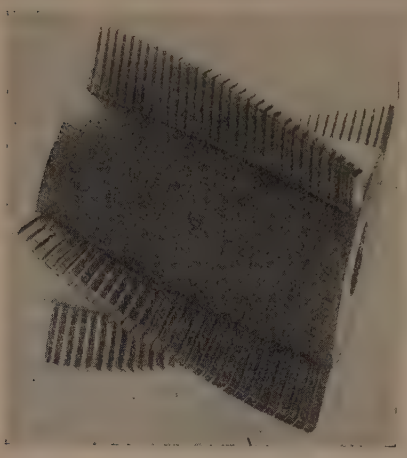


Рис. 3. Видоизмененная винтовая диафрагма

Получено отношение

$$\frac{N_{e^+}}{N_{\beta^-}} = (5{,}4 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-5}.$$

Это значение вместе с нашим предыдущим результатом дает отношение общего числа конверсионных электронов к числу позитронов:

$$\frac{N_{\text{конв}}}{N_{e^+}} = 3 \pm 1.$$

Найденное отношение находится в хорошем согласии с отношением 3, вытекающим из теории Томаса [18] и результатов Черча [19] по внутренней конверсии на разных оболочках; это обстоятельство указывает, что данный переход — электромагнитный [19].

В той же статье вычислена вероятность W перехода $E0$ ($\Delta I = 0$) с учетом конечных размеров ядра. Если обозначить через ρ параметр ядерной интенсивности, то их расчеты дают для нашего случая

$$\frac{W_{\text{конв}}}{\rho^2} = 2{,}5 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}.$$

Учитывая уже известное отношение $\frac{N_{\text{конв}}}{N_{e^+}}$, находим значение

$$\frac{W_{\text{конв}} + n}{\rho^2} = 3{,}3 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}.$$

Вместе с результатом Дейтча [20] $W_{\text{конв}} + n = 0{,}12 \cdot 10^{+9}$ сек$^{-1}$ наши результаты позволяют определить $\rho^2 = 0{,}036$. Полученное значение того же порядка, что и значения для $0^+ \to 0^+$-переходов в других ядрах.

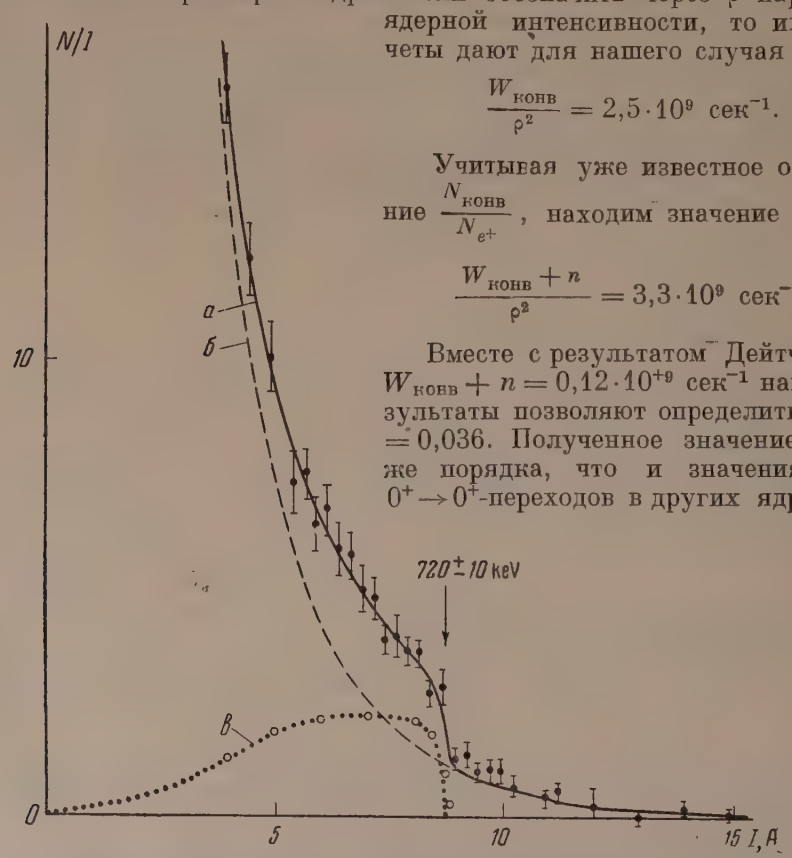


Рис. 4. Позитронный спектр внутреннего образования пар: *а* — экспериментальная кривая, *б* — кривая, полученная при помощи Ir^{194}, *в* — теоретический спектр e^+ (точки) и разность между кривыми *а* и *б* (кружки)

С другой стороны, Зырянова и Крутов [21] вычислили вероятность внутреннего образования пар при $0^+ \to 0^+$-переходе с учетом конечных размеров ядра. Интерполяция их результатов дает для нашего случая значение

$$\frac{W_n}{\rho^2} \sim 1{,}0 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}.$$

Учитывая результат Черча для $\frac{W_{\text{конв}}}{\rho^2}$, находим $\left(\frac{W_{\text{конв}}}{W_n}\right)_{\text{теор}} = 3{,}4$.

Это значение того же порядка величины, что и теоретическое значение Томаса и наше.

Существование первого возбужденного состояния 0^+ в Zr^{90}, предполагаемое Фордом [14], можно объяснить возбуждением двух частиц в незаполненных оболочках ядра. Оно не является несовместимым с предложением Шарф-Гольдгабер [22] о том, что первые возбужденные состояния в ядрах с магическими числами протонов и нейтронов являются состояниями типа 0^+, так как $Z = 40$ можно считать квазимагическим числом.

Учитывая смущающий факт существования γ-перехода с энергией меньше 1,75 MeV в Zr^{90} при распаде Nb^{90} [23—24], мы считаем важным, с одной стороны, исследовать снова эти возможные γ-кванты * и, с другой,— теоретически рассмотреть происхождение этого возбужденного 0^+-уровня. Вероятно, в структуре этого 0^+-уровня некоторую роль играют коллективные возбуждения, которые соответствуют радиальным колебаниям ядерного вещества так же, как это, по-видимому, происходит более явным образом в O^{16} [25].

Лаборатория ядерной физики и химии,
Коллеж де Франс, Париж, Франция.
Лаборатория атомного синтеза, Иври, Франция

Цитированная литература

1. Fowler R. H., Proc. Roy. Soc., London, **A129**, 1 (1930).
2. Yukawa H., Sakata S., Proc Phys. Math. Soc., Japan, 397 (1935).
3. Oppenheimer J. R., Schwinger J., Phys. Rev., **56**, 1066 (1939).
4. Thomas J. R., Phys. Rev., **58**, 714 (1940).
5. Nakano T., Prog. Theor. Phys., Japan, **6**, 440 (1951).
6. Drell S. D., Rose M. E., Prog. Theor. Phys., Japan, **7**, 125 (1952).
7. Dalitz R. H., Proc. Roy. Soc., **206**, 521 (1951).
8. Pohm A. V., Waddell R. C., Jensen E. N., Phys. Rev., **101**, 1315 (1956).
9. Saraf B., Varma J., Mandeville C. E., Phys. Rev., **98**, 1206 (1955).
10. Mark H., McClelland C., Goodman C., Phys. Rev., **98**, 1245 (1955).
11. Storrust, Thèse-Univ., Oslo, 1951.
12. Greenberg G., Deutsch M., Phys. Rev., **102**, 415 (1956).
13. Johnson O.E., Johnson R. G., Langer L. M., Phys. Rev., **98**, 1517 (1955).
14. Ford K. W., Phys. Rev., **98**, 1516 (1955).
15. Yuasa T., Laberrigue-Frolow J., Feuvrais L., J. de Phys. Rad., **17**, 558 (1956), C. R. Acad., Sci., Paris, **242**, 2129 (1956).
16. Yuasa T., Laberrigue-Frolow J., Feuvrais L., C. R. Acad. Sci., Paris, **243**, 2045 (1945).
17. Bonnin, Mémoires de la Société Chimique, 5-e serie, p. 1563, 1956.
18. Thomas R., Phys. Rev., **58**, 714 (1940).
19. Church E. L., Weneser J., Phys. Rev., **103**, 1035 (1956).
20. Deutsch M., Nuclear Physics, **3**, *1*, 83 (1957).
21. Зырянова А. А., Крутов В. А., Изв. АН СССР, Серия физич. **20**, 312 (1956).
22. Scharf-Goldhaber G., Phys. Rev., **90**, 587 (1953).
23. Nock Ong Ping, Physica, **20**, 1200 (1954).
24. Lazar N. H., O'Kelley G. D., BAPS, **1**, *4*, 163 (1956).
25. Jean M. (частное сообщение).

* Мы только что узнали об исследовании Шелина (Копенгаген) схемы уровней Zr^{90} при распаде Nb^{90}. Эти результаты противоречат результатам [23—24] и подтверждают, что уровень 1,75 MeV 0^+ есть первый возбужденный уровень (частное сообщение).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ

γ-ГОДОСКОП

Для построения схем распада радиоактивных изотопов важным является умение измерять энергию и интенсивность жестких, но слабых компонент γ-спектров. Однако обычные методы γ-спектрометрии оказываются мало пригодными, если относительная интенсивность γ-лучей меньше чем 10^{-5} кванта на распад.

В 1951 г. автором был предложен метод, при помощи которого можно продвинуться дальше. Соответствующий прибор получил название «γ-годоскоп». Он построен и частично изучен в ЛГУ О. В. Чубинским [1].

Принцип действия γ-годоскопа

γ-Лучи освещают тонкую целлофановую мишень и выбивают из нее электроны отдачи. В однородном магнитном поле эти электроны двигаются по винтовым линиям. На своем пути они проходят через три ряда гайгеровских счетчиков (рис. 1). Каждый ряд состоит из многих счетчи-

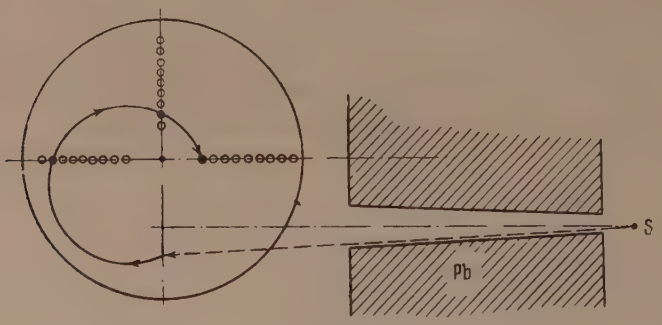


Рис. 1. Принцип действия γ-годоскопа

ков, каждый счетчик соединен с усилителем и неоновой лампочкой. Все лампочки выведены на панель, и в тех случаях, когда происходит тройное совпадение между рядами, панель фотографируется. По фотографии можно сказать, какой счетчик, в каком ряду сработал. По трем точкам можно восстановить круг, являющийся проекцией винтовой линии на плоскость, перпендикулярную магнитному полю; зная магнитное поле можно найти $H\rho$ и соответствующую проекцию скорости электрона на плоскость, перпендикулярную магнитному полю — $v_{\text{пр}}$. Если высота счетчика небольшая, то электроны незначительно отклоняются от этой плоскости, и $v_{\text{пр}}$ практически совпадает со скоростью электрона v.

Таким образом становится известной энергия электрона. Помимо этого можно найти точку пересечения восстановленного круга с мишенью т. е. точку зарождения электрона отдачи. Соединяя ее с точкой, в которой находится источник, можно найти узкие пределы для угла, под которым был выбит электрон отдачи, а так как энергия его уже известна, то можно определить энергию γ-кванта.

В этом своеобразие спектрометра: по каждому совпадению можно определить энергию γ-кванта, который его вызвал.

Формулы для плоского случая

Пусть начало координат находится в центре прибора, а a, b, c — расстояния трех сработавших счетчиков от центра прибора (рис. 2). Тогда радиус круга, проходящего через счетчики:

$$\rho = \frac{1}{2}\sqrt{a^2 + b^2 + c^2 + \frac{a^2c^2}{b^2}},$$

расстояние от центра до точки выбивания электрона

$$\xi = \frac{ac}{b},$$

а проекция комптоновского угла

$$\varphi = \operatorname{arc\,tg}\frac{a-c}{b+\xi} - \operatorname{arc\,tg}\frac{\xi-\xi_0}{L},$$

где ξ_0 и L — координаты источника.

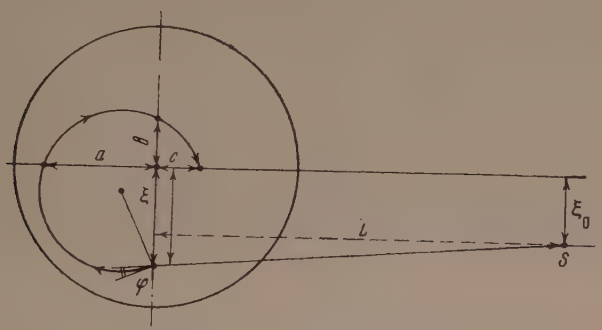


Рис. 2. Обозначения к формулам плоского случая

Энергия γ-кванта $h\nu$ определяется по значениям φ и $H\rho$ по формуле

$$\frac{2\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)^2\cos^2\varphi}{1+2\frac{h\nu}{m_0c^2}+\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)^2\sin^2\varphi} = \sqrt{1+\frac{e^2}{m_0^2c^4}(H\rho)^2} - 1.$$

Оптимальное поле для данной энергии

Из предыдущего ясно, что γ-спектр может быть получен при одном значении поля H. Однако эффективность системы неодинакова для разных $h\nu$. Грубо говоря, она наибольшая для таких $h\nu$, для которых электроны, выбитые из центральной точки мишени, проходят через средние счетчики каждого ряда.

Благодаря этому, настраиваясь на регистрацию жестких γ-лучей, мы можем выбрать соответственно большое магнитное поле и как бы «отстроиться» от всех мягких квантов.

Технические трудности

При устройстве γ-годоскопа встречаются следующие трудности.

1. Электронам приходится проходить три ряда счетчиков, т. е. пять пленок на окнах этих счетчиков. В пленках происходит многократное

рассеяние, а это вызывает погрешность в определении $h\nu$, которая вы ражается в размытии наблюдающейся на опыте линии. Имеется два пу ти устранения или уменьшения этой погрешности: либо нужно создавать в приборе вакуум и делать пленки настолько толстыми, чтобы они вы держивали счетчиковое давление, либо наполнять прибор гелием д счетчикового давления и тогда можно делать пленки очень тонкими или даже не делать их совсем. Судя по опытам с ритроном и элотроном, мож но добиться лучших результатов, если использовать первый путь, но в элотроне щели узкие, а в γ-годоскопе — широкие, и технические труд ности в изготовлении вакуумно-плотных тонких пленок значительно возрастают. Поэтому в годоскопе, который описан дальше [1], исполь зован второй путь: прибор наполнен гелием при давлении 30 см рт. ст. и применены беспленочные счетчики. Это ограничивает область его при менения: рационально изучать кванты с энергией больше 1,5 MeV.

2. Второй источник погрешности при определении $h\nu$ заключается в конечных размерах счетчиков. Конечно, их выгодно делать как можно более узкими, т. е. увеличивать число счетчиков в ряду, но соответственно возрастает число усилителей.

В заключение мне хочется еще раз обратить внимание на перспекти ву применения γ-годоскопа, связанную с тем, что в нем по каждому совпадению определяется энергия γ-кванта. Допустим, что на том месте где на рис. 1 изображен источник, помещена мишень, которая бомбарди руется какими-нибудь частицами, и необходимо изучить спектр возни кающих при этом γ-лучей. Имея дело с любым люминесцентным или маг нитным спектрометром, в котором спектр снимается участок за участ ком (не снабженным многоканальным анализатором), мы должны бы быть внимательно следить за интенсивностью ядерной реакции в то время пока снимается спектр. При работе с γ-годоскопом в этом нет необхо димости — интенсивность реакции может изменяться как угодно, а γ-го доскоп все равно даст правильный спектр.

Цитированная литература

1. Чубинский О. В., см. настоящий номер журнала, стр. 1583.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

О. В. ЧУБИНСКИЙ

γ-ГОДОСКОП НИФИ ЛГУ*

В предлагаемой статье дается описание γ-спектрометра нового типа — γ-годоскопа», построенного в НИФИ ЛГУ по предложению Б. С. Джеепова.

Идея γ-годоскопа изложена в предыдущей статье [1].

γ-Годоскоп предназначен для изучения жесткого γ-излучения весьма алой интенсивности.

1. Описание γ-годоскопа

Камера

На рис. 1 показан поперечный разрез камеры прибора и коллиматора вид сверху).

Камера состоит из цилиндрического корпуса (*1*) (внутренний диаетр 340 мм), сделанного из толстого органического стекла, дна (*2*) и рышки, выполненных из латуни (толщина 20 мм и 10 мм соответствено). Внутренняя высота камеры 80 мм.

Дно прибора является основным базисом, на котором устанавливаются се детали. Цилиндрический корпус в строго фиксированном положеии скрепляется с дном болтами. Крышка входит в кольцевой паз, ыточенный в корпусе.

Через отверстия в корпусе внутрь камеры вводятся три блока (*3*) со четчиками Гейгера—Мюллера. Три ряда счетчиков (по 10 счетчиков в аждом) и мишень располагаются вдоль двух взаимно перпендикулярых осей, проходящих через центр камеры. Положение счетчиковых локов фиксируется пазами, выфрезерованными в дне прибора.

Для обеспечения герметичности прибора между дном и корпусом и в ыходных клеммах счетчиков используются резиновые прокладки, а еста соединений крышки и счетчиковых блоков с корпусом промазыаются пластилином.

Мишень — целлулоидная пленка толщиной 150 μ — укреплена на люминиевой рамке (*4*). Рамка соединена со шлифом (*5*), с помощью коорого мишень может быть выведена из пучка γ-лучей без нарушения акуума в приборе.

Выделенный коллиматором (*6*) пучок γ-лучей проходит в камеру чеез окно (*7*), заклеенное плексигласовой пластинкой толщиной 8 мм.

На дне прибора укреплены защитный свинцовый блок (*8*), центральый упор (*9*) из латуни и восемь алюминиевых диафрагм (*10*). Диафрагмы адерживают электроны, которые выходят за пределы регистрируемого учка.

Свинцовый блок, дно и крышка облицованы плексигласом.

Коллиматор

Источник γ-лучей (*12*) помещается вне прибора в свинцовом коллиаторе. Коллиматор выделяет расходящийся пучок γ-лучей прямотольного сечения.

* По докладам на Совещаниях в АН СССР 1955—1957 гг.

В первоначальном варианте установки источник помещался на ра
стоянии 654 мм от мишени, длина коллиматора равнялась 400 мм, вхо
ное отверстие имело сечение 8 × 8 мм. Рабочее пятно на мишени име
площадь 80 × 35 мм.

В 1955 г. конструкция коллиматора была несколько изменена: ра
стояние мишень — источник — 554 мм, длина коллиматора — 300 м
размеры входного отверстия — 14 × 8 мм. При этих условиях площа
рабочего пятна, определенн
путем фотографировани
равна 72 × 33 мм, телесны
угол коллиматора составля
0,06% полного телесно
угла.

Ось коллиматора прох
дит на расстоянии 109 мм
центра прибора перпендик
лярно мишени.

Коллиматор и свинцов
блоки обеспечивают хорошу
защиту счетчиков от прям
го пучка γ-лучей. Одна
первый ряд счетчиков силь
загружен за счет попадан
в них рассеянных электрон
и γ-квантов.

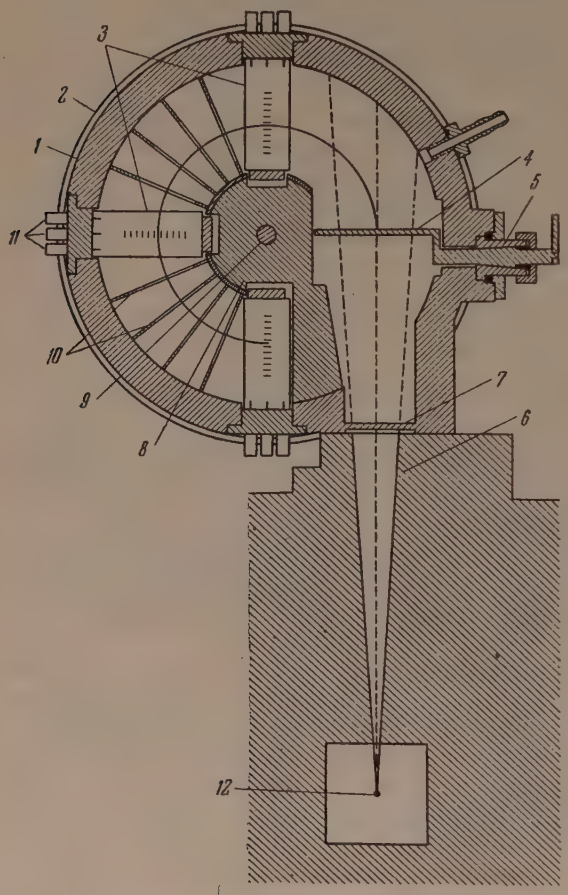


Рис. 1. Камера и коллиматор: *1* — цилиндрический корпус из плексигласа, *2* — дно, *3* — счетчиковые блоки, *4* — алюминиевая рамка с мишенью, *5* — шлиф, *6* — коллиматор, *7* — входное окно, *8* — защитный свинцовый блок, *9* — центральный упор, *10* — алюминиевые диафрагмы, *11* — выходные клеммы счетчиков, *12* — источник γ-лучей

Счетчики

Счетчики являются ва
нейшим элементом γ-годоск
па, в значительной степе
определяющим его спектра
ные качества.

До 1955 г. в приборе пр
менялись цилиндрическ
счетчики диаметром 8 м
Катод такого счетчика с
стоял из латунного карка
и целлофановой пленки то
щиной 17 μ, напыленно
тонким слоем висмута. Р
бочая площадь окна счетчи
равнялась 7,2 × 50 мм.

С цилиндрическими сче
чиками были изучены нек
торые свойства γ-годоскопа
проведены исследования ж
сткого γ-излучения Sb^{124} и Na^{24}. Эти опыты показали, что фон от эле
тронов, испытавших рассеяние в стенках счетчиков, сильно затрудня
измерение очень слабых по интенсивности γ-лучей. Этот вопрос дальш
будет рассмотрен подробнее. Для уменьшения вероятности рассеяни
электронов отдачи в стенках счетчиков автор предложил использова
прямоугольные счетчики с открытыми окнами, т. е. без пленок. Ко
струкция таких счетчиков была разработана автором совместно с Ю. Н
Подкопаевым.

На рис. 2 показаны прямоугольный счетчик и схематический вид сче
чикового блока с десятью прямоугольными счетчиками.

Катодом прямоугольного счетчика служат две параллельные полоски из латуни шириной 6 мм, толщиной 0,5 мм. Расстояния между полосками равно 6 мм. Анод — вольфрамовая проволока ф 0,057 мм. Окна счетчиков имеют размер 6 × 50 мм. Окна счетчиков второго ряда с обеих сторон сужены диафрагмами до 4 мм.

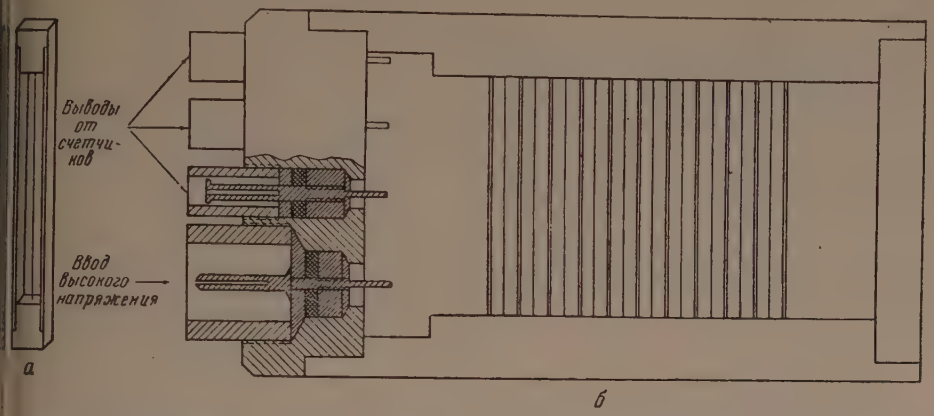


Рис. 2. *а* — прямоугольный счетчик, *б* — схематический вид счетчикового блока с прямоугольными счетчиками. Одна латунная полоска является общей для двух соседних счетчиков

Счетчиковый блок (рис. 2, *б*) представляет собой сборную раму из плексигласа, на которой монтируется весь ряд счетчиков. В верхней и нижней панелях рамы сделаны каналы, по которым проложены провода, соединяющие аноды счетчиков с внешними клеммами. Выводы от счетчиков тщательно экранируются.

Рамы со счетчиками устанавливаются так, чтобы центры всех пятых счетчиков* находились от центра прибора на расстоянии 109 мм. Вся совокупность счетчиков вырезает электронный пучок шириной 64,5 мм (от $\rho = 80$ мм до $\rho = 144{,}5$ мм).

Высокое напряжение подается на катоды от одного источника (сухие анодные батареи) с отдельной регулировкой для каждого ряда. На нить каждого счетчика подается небольшое положительное смещение, которое с помощью потенциометров задается таким, чтобы все счетчики работали в одинаковом режиме (см. рис. 4). Контроль за работой счетчиков осуществляется с помощью осциллографа.

Весь объем прибора наполняется газовой смесью: гелий — 26 см рт. ст., метан — 4 см рт. ст. При таком составе газовой смеси пороговое напряжение ~1100 V, протяженность плато ~ 70 V при наклоне 3% на 10 V, расчетная эффективность счетчиков к релятивистским электронам ~79%, амплитуда импульса — 0,3—0,4 V. Эффективность трех счетчиков, включенных по схеме совпадений, ~49%. Фон счетчиков в отсутствие источника γ-лучей составляет 3—5 имп $мин^{-1}$.

Прямоугольные счетчики работают весьма стабильно при нагрузках в несколько тысяч импульсов в минуту. Смену газовой смеси в приборе необходимо проводить 2—3 раза в год.

Радиотехническая аппаратура

Радиотехническая аппаратура выполняет следующие функции.

1. Выделение тройных совпадений между счетчиками трех рядов.
2. Фиксирование счетчиков, через которые прошел электрон отдачи, вызвавший тройное совпадение.

В соответствии с этим радиотехническая аппаратура состоит из двух основных частей: усилителя тройных совпадений и регистрирующего

* Здесь и в дальнейшем номера счетчиков отсчитываются от центра прибора.

устройства. Блок-схема установки (рис. 3) в принципе такая же, как
работе [2].

Усилитель тройных совпадений состоит из трех блоков сборки (
трех усилителей сборки (*4*), блока выделения совпадений (*5*) и дву
управляющих блоков (*6* и *7*).

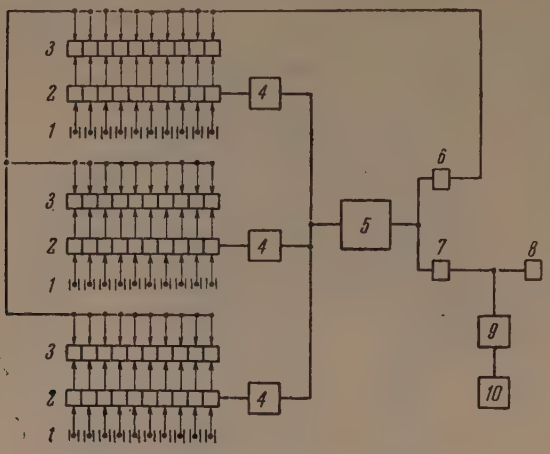


Рис. 3. Блок-схема радиотехн
ческой аппаратуры: *1* — счетчик
2 — блок сборки, *3* — неонов
ячейки, *4* — усилители сборки; *5*
блок выделения тройных совпад
ний, *6* — блок управления неов
выми ячейками, *7* — блок управл
ния механическим счетчиком и п
редвижением кинопленки, *8* — м
ханический счетчик, *9* — блок з
держки, *10* — механизм, передв
гающий кинопленку

Регистрирующее устройство состоит из трех рядов неоновых ячее
(*3*) (для каждого счетчика отдельная неоновая ячейка), панели с неон
выми лампочками, механического счетчика (*8*), блока задержки (*9*) и м
ханизма (*10*), передвигающего кинопленку.

Импульс от счетчика по коаксиальному кабелю поступает на вход с
ответствующей неоновой ячейки (рис. 4). Импульс V_c, выделяющийс
на сопротивлении R_c, подается на вход усилителя сборки. На вход каж
дой неоновой ячейки поступает импульс лишь от одного счетчика, в т

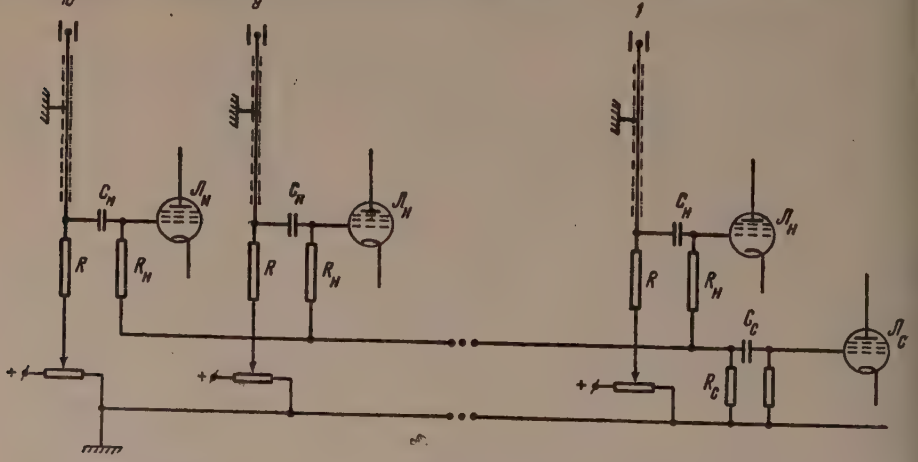


Рис. 4. Блок сборки. $R = 10$ MΩ; $C_н = 3000$ pF; $R_н = 1$ MΩ; $R_c = 100$ kΩ; C =
$=1500$ pF, $Л_н$ — первая лампа неоновой ячейки (6Ж7), $Л_c$ — первая лампа усилителя
сборки (6Ж4), $V_н$ — амплитуда импульса, поступающего на управляющую сетку
$Л_н$, V_c — амплитуда импульса, поступающего на управляющую сетку лампы $Л_c$,
$V_c \approx 0{,}1\ V_н$

время как на вход усилителя сборки поступают импульсы от всех счет
чиков данного ряда.

Неоновая ячейка (*3*) представляет собой двухкаскадный усилитель
на выходе которого включена неоновая лампочка МН-5.

Усилитель сборки (*4*) — двухкаскадный усилитель, собран на лампах 6Ж4. С усилителя сборки импульсы передаются на блок выделения тройных совпадений (*5*), собранный по схеме Росси. Разрешающее время усилителя совпадений $\sim 10^{-6}$ сек.

Импульс тройных совпадений поступает на два управляющих блока. Один из них (*6*) формирует мощный положительный импульс, который подается на выходы всех неоновых ячеек. При совпадении этого импульса с импульсом от счетчика загорается соответствующая неоновая лампочка. Разрешающее время неоновой ячейки $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ сек. Таким образом, при каждом тройном совпадении загораются три неоновые лампочки. Все лампочки укреплены на панели тремя рядами (по 10 штук в каждом). Над лампочками протягивается кинопленка, на которую фотографируются вспышки.

Управляющий блок (*7*) формирует импульс для механического счетника (*8*) и блока задержки (*9*). Последний представляет собой устройство из реле, конденсаторов и сопротивлений, которое через 0,1 сек после момента тройного совпадения включает механизм (*10*), передвигающий кинопленку.

После проявления кинопленки фотографии расшифровываются с помощью очень простого аппарата. По вспышкам неоновых лампочек для каждого фотокадра определяются номера счетчиков, через которые прошел электрон отдачи.

Магнит

Магнитное поле создается электромагнитом СП-9. Для обеспечения однородности поля во всей области регистрируемого пучка электронов отдачи были сделаны специальные полюсные наконечники размером 460 × 500 мм. Зазор между полюсами равен 116 мм. Параллельность полюсов соблюдена с точностью до ± 0,05 мм.

Топография поля измерялась К. А. Басковой при помощи индукционной катушки, соединенной с чувствительным гальванометром. Во всей области используемых траекторий электронов отдачи отклонения от однородности меньше 0,5%.

Абсолютная величина напряженности магнитного поля в зависимости от силы тока в обмотках магнита была измерена В. С. Садковским методом протонного резонанса. Погрешность измерений магнитного поля определялась главным образом погрешностью измерения резонансной частоты с помощью волномера и была не больше 0,05%.

График частной петли гистерезиса от 0 до 13 А построен по 33 экспериментальным точкам и от 13 А до 0—по 18 точкам. Для определения H по силе тока мы пользуемся этим графиком. После нескольких тренировок по циклу 0—13 А—0 соответствие между напряженностью магнитного поля и силой тока сохраняется с точностью ± 0,05%.

При измерении магнитного поля источником питания магнита служила батарея аккумулятров. При измерении γ-спектров магнит питается от специального генератора постоянного тока. Установка и контроль силы тока осуществляются с помощью потенциометра ППТВ-1 и гальванометра М91/А. Сила тока поддерживается постоянной в пределах ± 0,01 А. В работе обычно используются токи от 1,5 до 6 А.

2. Обработка экспериментальных данных

Каждая серия измерений на γ-годоскопе проводится при неизменной напряженности H магнитного поля. В результате получается некоторое количество кадров, на которых сфотографированы вспышки неоновых лампочек. В зависимости от конкретной задачи и условий опыта количество кадров меняется от нескольких десятков до нескольких тысяч.

Для каждого кадра, т. е. для каждого зарегистрированного электрона отдачи, определяется энергия первичного γ-кванта. Для этого нужно

определить энергию E_e или импульс $H\rho$ электрона и комптоновский угол φ

$$h\nu = \frac{E_e + \cos\varphi \sqrt{E_e^2 + 2m_0c^2E_e}}{\left(2 + \frac{E_e}{m_0c^2}\right)\cos^2\varphi - \frac{E_e}{m_0c^2}}. \quad (1)$$

По номерам сработавших счетчиков мы не можем определить истинную траекторию электрона, а можем лишь с некоторой погрешностью определить ее проекцию на плоскость, перпендикулярную магнитному полю. Для однозначности каждой комбинации из трех счетчиков мы сопоставляем единственную окружность, которая проходит через центры этих счетчиков,— так называемую центральную траекторию. Параметры центральной траектории, в том числе ρ и φ, определяются по заданным координатам центров трех счетчиков (a, b, c) и источника (ξ_0, L) путем решения уравнения окружности:

координаты центра окружности

$$\begin{cases} x_0 = \frac{1}{2b}(ac - b^2), & (2) \\ y_0 = \frac{a-c}{2}, & (3) \end{cases}$$

координата точки мишени, где зародился электрон отдачи

$$\xi = \frac{ac}{b}, \quad (4)$$

$$\rho = {}^1/_2\sqrt{a^2 + b^2 + c^2 + \xi^2}, \quad (5)$$

$$\varphi = \operatorname{arctg}\frac{a-c}{\xi + b} - \operatorname{arctg}\frac{\xi - \xi_0}{L}. \quad (6)$$

Так как в каждом ряду имеется по 10 счетчиков, то всего насчитывается 1000 возможных комбинаций из трех счетчиков. Им соответствует 1000 центральных траекторий. Вычисленные по формулам (2)—(6) параметры всех траекторий сведены в таблицы. Комбинации счетчиков, соответствующие траекториям, которые выходят за пределы рабочего пятна мишени более, чем на 4 мм, считаются неделовыми. Таких комбинаций насчитывается 238. При построении спектра γ-лучей кадры, содержащие эти комбинации, не учитываются.

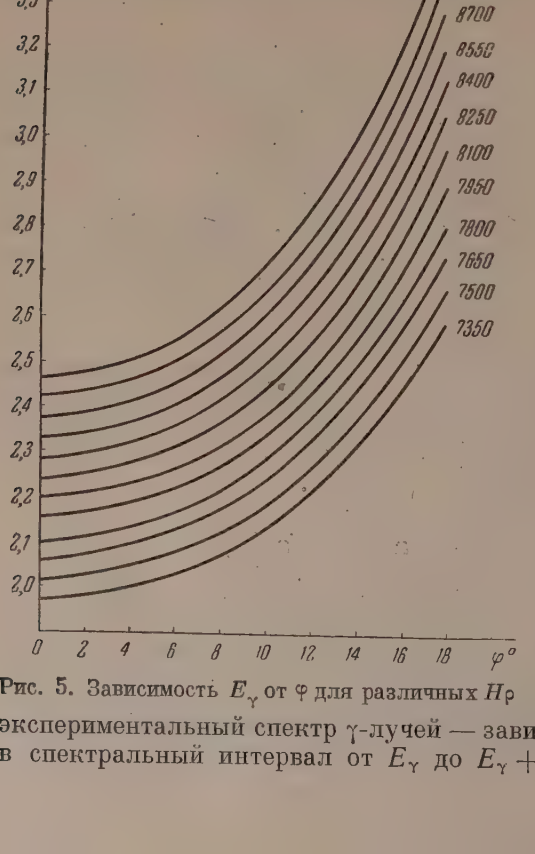


Рис. 5. Зависимость E_γ от φ для различных $H\rho$

На каждый кадр заполняется бланк, в котором указываются номера сработавших счетчиков, взятые из таблиц параметры соответствующей центральной траектории, H, $H\rho$ и $E_\gamma = h\nu$.

Величина E_γ находится путем интерполирования по кривым $h\nu = f(\varphi)$ (рис. 5), которые рассчитаны по формуле (1) для различных $H\rho$ через каждые 150 Gs·см. Точность интерполяции составляет ± 5 keV. Таким образом, получается набор значений E_γ, по которому строится экспериментальный спектр γ-лучей — зависимость числа кадров, попавших в спектральный интервал от E_γ до $E_\gamma + \Delta E_\gamma$, от E_γ. Величина ΔE_γ вы-

бирается равной ~ 3% от величины E_γ. Огибающая гистограмму плавная линия и является экспериментальной линией (рис. 6).

Некоторое число тройных совпадений вызывается электронами, зародившимися не в мишени, а в газе, наполняющем прибор, в стенках и

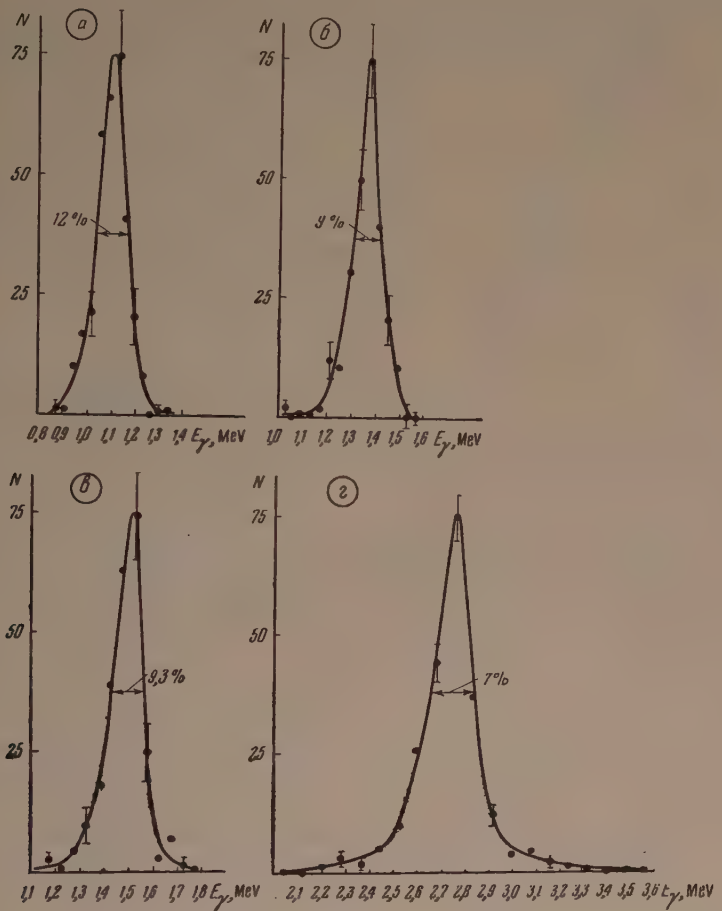


Рис. 6. Экспериментальные γ-линии при $H / H_0 = 1$: *а* — $h\nu = 1{,}118$ MeV Zn^{65}, $H = 405$ Oe, *б* — $h\nu = 1{,}368$ MeV Na^{24}, $H = 487$ Oe, *в* — $h\nu = 1{,}520$ MeV K^{42}, $H = 525$ Oe, *г* — $h\nu = 2{,}754$ MeV Na^{24}, $H = 917$ Oe

деталях прибора. Для исключения этого фона проводятся измерения, когда мишень выведена из пучка γ-лучей. Результаты измерений фона обрабатываются таким же образом, как и результаты измерений с мишенью. В частности, кадры, на которых сфотографированы «неделовые» комбинации счетчиков, не учитываются при построении «спектра» фона.

В дальнейшем все экспериментальные γ-линии приводятся уже за вычетом фона.

3. Некоторые свойства γ-годоскопа

При заданном H γ-годоскоп регистрирует более или менее широкий участок спектра γ-лучей. Ширина этого участка определяется геометрией прибора (взаимным расположением и размерами рабочего пятна мишени и щелей, которые образуются совокупностью счетчиков трех рядов) и зависит от H. Например, при $H = 600$ Oe — регистрируемый интервал

простирается от $E_\gamma \approx 1{,}2$ MeV до $E_\gamma \approx 2{,}4$ MeV, а при $H = 1200$ Oe — от $E_\gamma \approx 2{,}7$ MeV до $E_\gamma \approx 5{,}2$ MeV.

Вместе с тем, γ-кванты данной энергии могут регистрироваться γ-годоскопом при разных H. Для примера на рис. 7 показана зависимость скорости счета для $h\nu = 2{,}7$ MeV Na^{24} от величины H. Таким образом, жесткая γ-линия Na^{24} может измеряться при всех полях от $H \approx 650$ до $H \approx 1230$ Oe, причем, вероятность регистрации сильно зависит от H и достигает максимальной величины при $H \sim 800$—900 Oe. Форма спектральной линии также зависит от H.

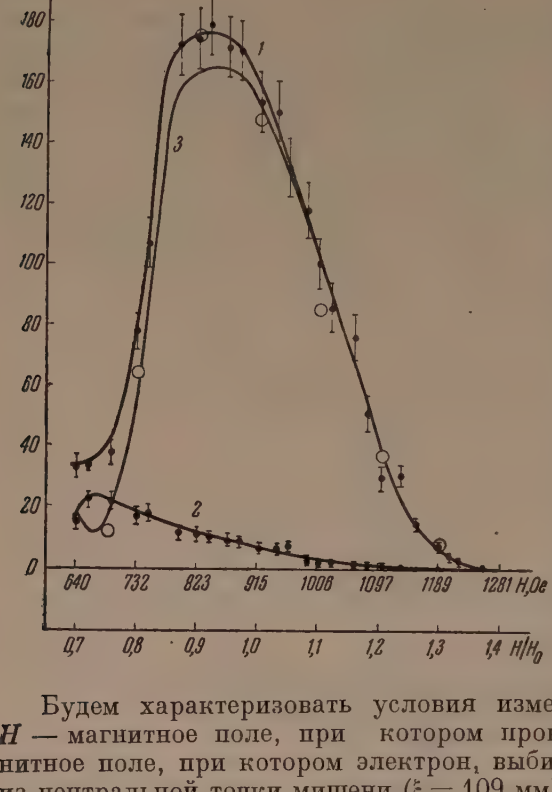


Рис. 7. Зависимость скорости счета от H для γ-линии Na^{24} $h\nu = 2{,}75$ MeV; *1* — скорость счета $N_м$, когда γ-лучи падают на мишень, *2* — скорость счета $N_ф$, когда мишень выведена из пучка γ-лучей, *3* — экспериментальная кривая после вычитания фона ($N_м - N_ф$); точки в кружках соответствуют вычисленной относительной вероятности регистрации γ-лучей $h\nu = 2{,}75$ MeV

Будем характеризовать условия измерений отношением H/H_0, где H — магнитное поле, при котором проводится измерение, H_0 — магнитное поле, при котором электрон, выбитый γ-квантом данной энергии из центральной точки мишени ($\xi = 109$ мм) прямо вперед ($\varphi = 0$), идет по окружности радиуса $\rho = 109$ мм, т. е. проходит через центры пятых счетчиков. Для данной γ-линии поле H_0 близко к оптимальному, при котором вероятность регистрации наибольшая.

При исследовании жесткого γ-излучения малой интенсивности могут встретиться следующие случаи:

1) вблизи исследуемой γ-линии нет более мягких линий; в таком случае целесообразно проводить измерения при $H \approx H_0$, используя наибольшую светосилу γ-годоскопа;

2) по соседству с исследуемой γ-линией имеется интенсивная мягкая γ-линия; тогда, чтобы получить возможность наблюдать слабую жесткую γ-линию в «чистом» виде, приходится проводить измерения при $H > H_0$, иногда сильно проигрывая в светосиле. Поэтому для выбора наилучших условий измерений и анализа экспериментальных результатов необходимо знать, каким образом спектральные свойства прибора зависят от энергии γ-лучей (при данном H/H_0) и от H/H_0 (при данной $h\nu$). Рассмотрим зависимость формы экспериментальной линии от $h\nu$ при $H \approx H_0$. Линии (см. рис. 6) имеют не совсем симметричную форму: спад со стороны больших энергий более крутой, чем со стороны малых энергий. Линии имеют с обеих сторон хвосты.

Энергия γ-лучей определяется по максимуму экспериментальной линии, положение которого можно фиксировать с точностью ± 1—3% от $h\nu$. На рис. 8 показана зависимость отношения $E_э / E_т$ от энергии γ-лучей, где $E_э$ — энергия, соответствующая максимуму экспериментальной кривой, а $E_т$ — наиболее точное значение $h\nu$ по литературным дан-

ным. Наибольшее отличие $E_э$ от $E_т$ не превышает ошибки в определении положения максимума экспериментальной кривой.

Зависимость относительной ширины линии на половине высоты от энергии γ-лучей представлена на рис. 9. Начиная с $h\nu \approx 1{,}7$ MeV, полуширина экспериментальной линии мало изменяется с увеличением $h\nu$. Как видно из рис. 9, переход к прямоугольным счетчикам без пленок значительно улучшил спектральные качества γ-годоскопа: полуширина линий уменьшилась в 1,3—1,4 раза.

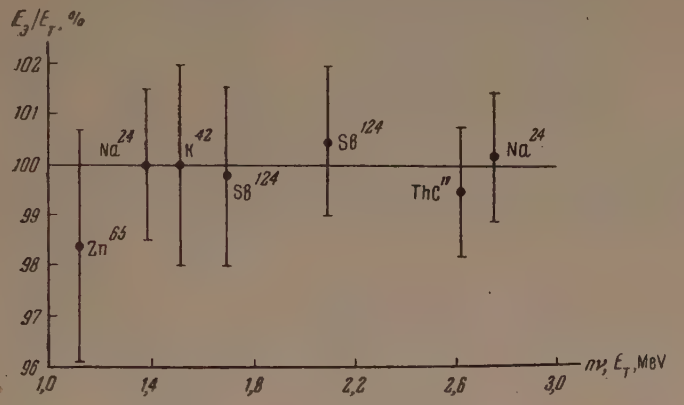


Рис. 8. Градуировка γ-годоскопа по энергиям при $H / H_0 = 1$. $E_э$ — значение, соответствующее максимуму экспериментальной линии. $E_т$ — наиболее точное значение $h\nu$

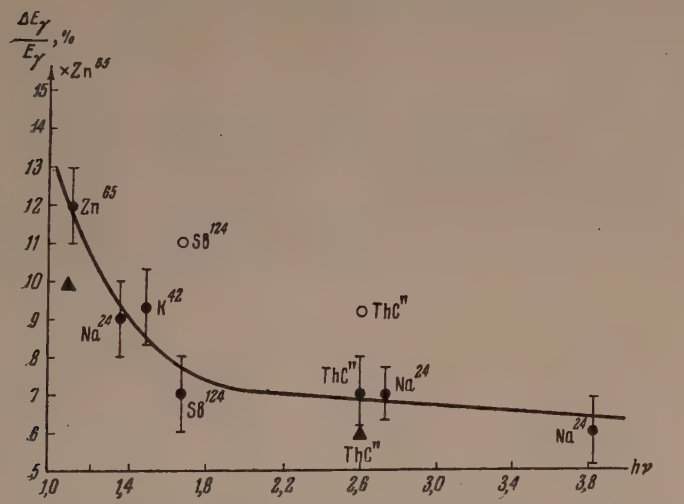


Рис. 9. Зависимость относительной полуширины экспериментальной линии от энергии γ-лучей ($H / H_0 = 1$): ● — для прямоугольных счетчиков, ×, ○ — для цилиндрических счетчиков, ▲ — при давлении газа в приборе 15 см. рт. ст. (прямоугольные счетчики)

Рассмотрим теперь на примере γ-линии Na^{24} $h\nu = 2{,}75$ MeV зависимость формы экспериментальной линии, ее полуширины и положения максимума от H/H_0 (рис. 10, 11, 12).

Как известно, вследствие многократного рассеяния под каждым углом φ из мишени выходят электроны отдачи с различными энергиями [3]. При малых H/H_0 возрастает вероятность регистрации мягких электронов отдачи, претерпевших большое рассеяние в мишени. Этим объясняется

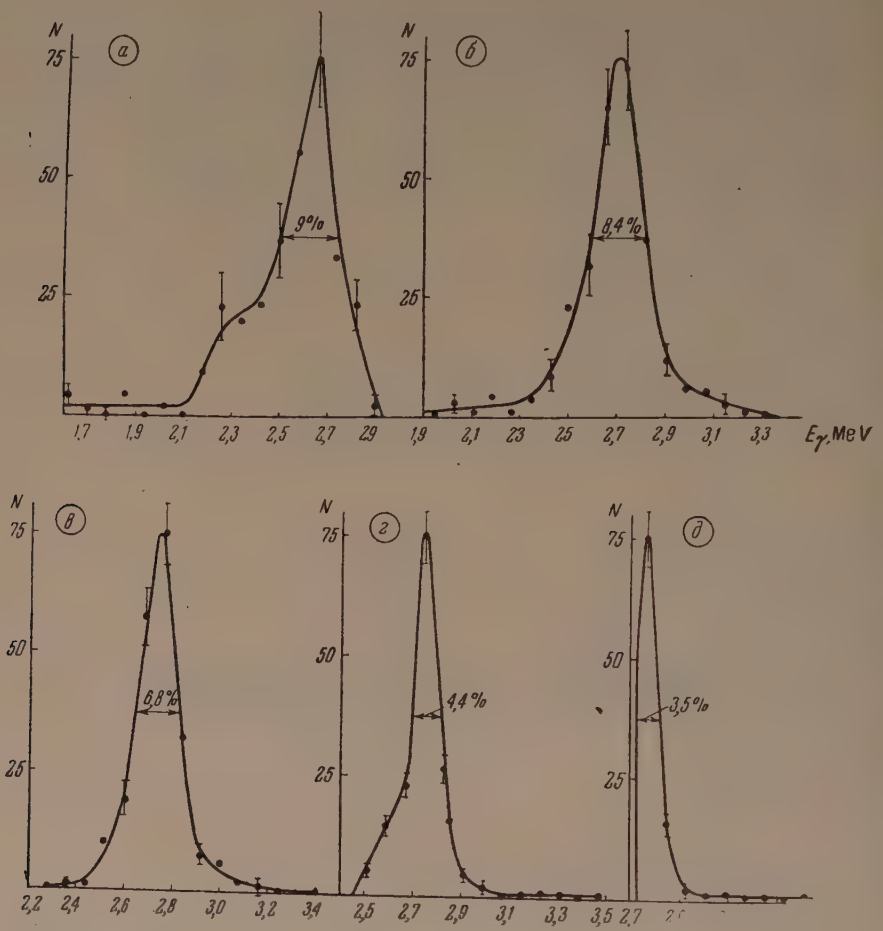


Рис. 10. γ-Линия $h\nu = 2{,}75$ MeV, измеренная при разных H / H_0: $а$ — $H = 732$ Oe, $H / H_0 = 0{,}8$; $б$ — $H = 824$ Oe, $H / H_0 = 0{,}9$; $в$ — $H = 1007$ Oe, $H / H_0 = 1{,}1$; $г$ — $H = 1100$ Oe, $H / H_0 = 1{,}2$; $д$ — $H = 1186$ Oe, $H / H_0 = 1{,}3$

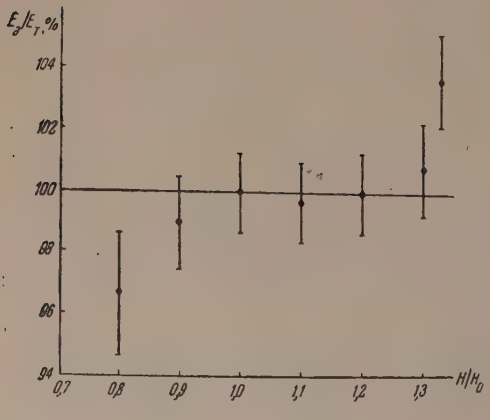


Рис. 11. Зависимость $E_э / E_т$ от H / H_0 для $h\nu = 2{,}75$ MeV Na^{24}

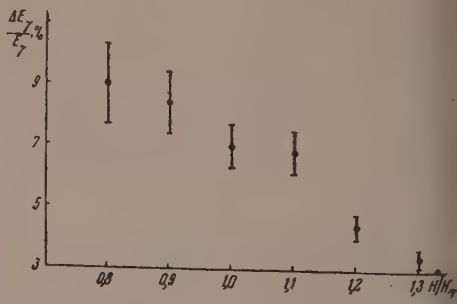


Рис. 12. Зависимость $\Delta E_\gamma / E_\gamma$ от H / H_0 для $h\nu = 2{,}75$ MeV Na^{24}

сдвиг всей линии в сторону меньших энергий, увеличение полуширины линии и ее хвоста со стороны меньших энергий.

С ростом H/H_0 полуширина линии заметно падает. Это связано с уменьшением числа комбинаций счетчиков, которые могут регистрировать электроны отдачи от γ-квантов данной энергии. Сдвиг максимума линии в сторону бо́льших энергий при больших H/H_0 происходит, по-видимому, вследствие того, что значения ρ и φ, вычисленные для центральных траекторий, превышают истинные значения этих величин. Кроме того, многократное рассеяние электронов в мишени в этом случае также приводит к завышенным значениям E_γ.

Характерным для формы линии γ-годоскопа является наличие хвостов с обеих сторон линий. Когда в γ-спектре имеется интенсивная линия, то наблюдение близких к ней более жестких γ-линий весьма малой интенсивности сильно затрудняется из-за наличия хвоста интенсивной линии. Поэтому представляется важным изучить форму хвоста экспериментальной линии со стороны больших энергий и причины его образования.

Рассмотрим практически интересный случай — измерение γ-линии $h\nu$=2,75 MeV (Na^{24}) при H=1200 Oe (H/H_0= 1,33). При этом поле электроны отдачи, не рассеявшиеся в мишени, газе и стенках счетчиков, могут пройти лишь через счетчики 1—1—1 и, с меньшей вероятностью, — через счетчики 1—2—1 (цифры означают №№ счетчиков первого, второго и третьего рядов, соответственно). В идеальном случае экспериментальная линия имела бы резкий спад до нуля при энергии порядка 2,85 MeV. В действительности спад линии менее крутой, и вплоть до ~7 MeV тянется хвост, имеющий крайне нерегулярную форму (рис. 13). Максимум в районе 3,7—4 MeV связан с γ-квантами $h\nu$ = 3,85 MeV.

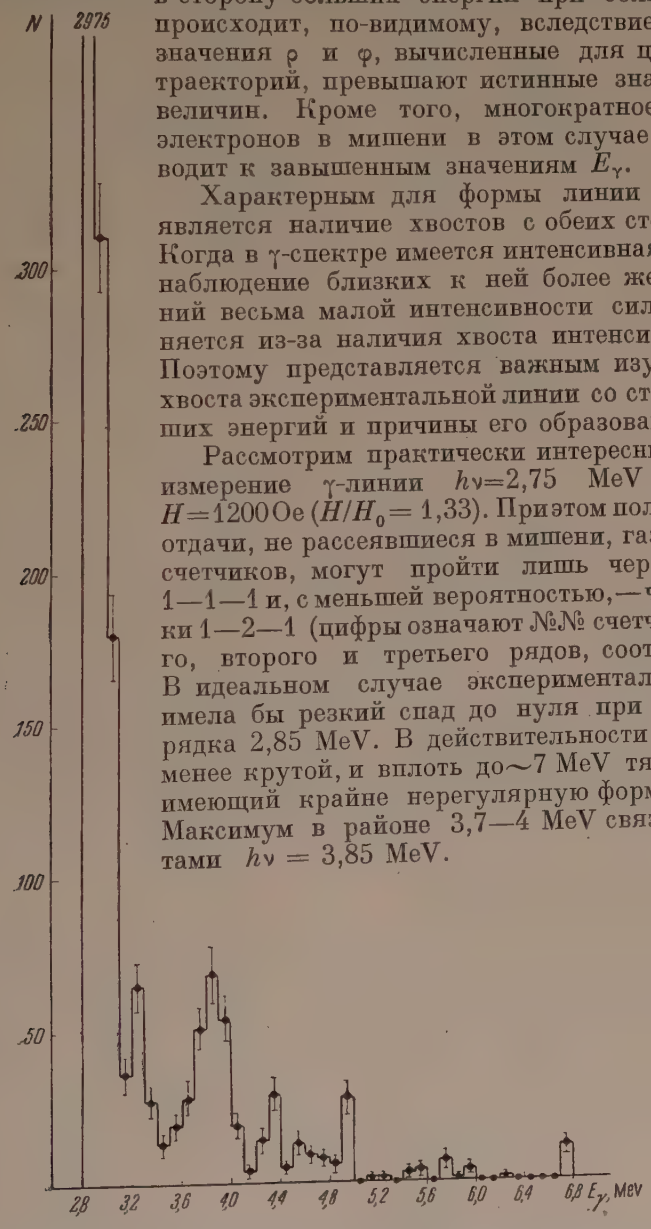


Рис. 13. Результат измерения γ-спектра Na^{24} при H=1220 Oe (фон вычтен). Максимум в районе 3,6 — 4 MeV частично связан с γ-квантами $h\nu$ = 3,85 MeV

Рассмотрим возможные причины образования хвоста в данном случае.

1. Рассеяние электронов в мишени не может привести к образованию такого хвоста, так как электроны, рассеявшиеся на угол $\vartheta > 4°$, уже не зарегистрируются прибором. Рассеяние в мишени приводит лишь к расширению основания линии до 2,9 MeV.

2. Рассеяние в газе, наполняющем прибор, влияет на ширину экспериментальной линии, но не является главной причиной образования хвоста. Измерения γ-линий $h\nu = 1.12$ MeV (Zn^{65}) и $h\nu = 2{,}62$ MeV (ThC″) при уменьшенном в два раза давлении газа (15 см рт. ст.) дали следующие результаты: ширина линий на половине высоты уменьшается примерно на 14%, но хвосты остаются прежними в обоих случаях.

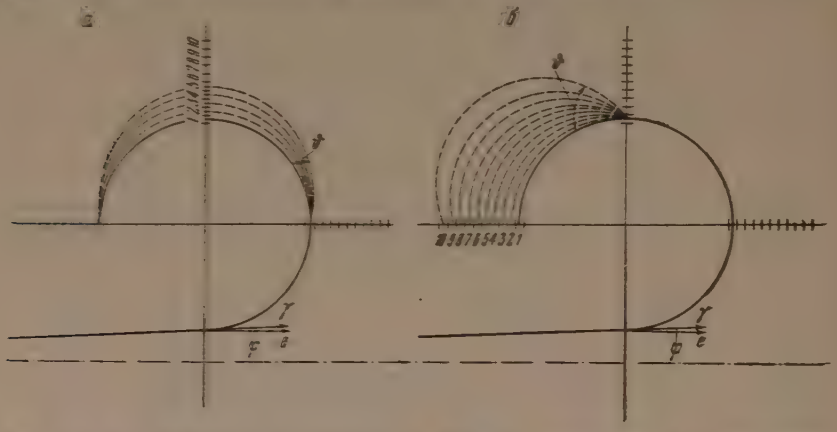


Рис. 14. *а* — рассеяние электронов в I ряду счетчиков, *б* — рассеяние электронов во II ряду счетчиков

3. Рассеяние электронов отдачи в стенках счетчиков I и, главным образом, II рядов играет, по-видимому, основную роль в образовании хвоста экспериментальной линии. Как говорилось выше, в идеальном случае для γ-лучей $h\nu = 2.75$ MeV при $H = 1220$ Oe рабочими комбинациями являются лишь комбинации 1—1—1 и 1—2—1. Рассеяние электронов в первом счетчике I ряда приводит к появлению комбинаций типа 1—3—1, 1—4—1, 1—5—1 и т. п. (рис. 14, *а*) (расходящийся пучок электронов у первой щели — первого счетчика I ряда, фокусируется через 180° около первого счетчика III ряда). Как видно из рис. 15,*а*, рассеяние в I ряду счетчиков приводит к сравнительно небольшим ошибкам в определении энергии E_γ. Кроме того, комбинации 1—4—1, 1—5—1..., 1—10—1, связанные с рассеянием на очень большие углы ϑ, соответствуют траекториям, выходящим за пределы мишени и, следовательно, при построении линии исключаются.

Рассеяние электронов в счетчиках II ряда приводит к появлению комбинаций (рис. 14, *б*): 1—1—2, 1—1—3 и т. д. до 1—1—10; 1—2—2, 1—2—3 и т. д. до 1—2—10. На опыте наблюдается заметное количество кадров с вышеперечисленными комбинациями (рис. 16). Чем больше угол рассеяния ϑ, тем больше номер счетчика III ряда. С возрастанием же последнего очень быстро увеличивается величина комптоновского угла φ, которая определяется по таблицам для соответствующей комбинации. Поэтому, как показывает кривая *б* рис. 15, величина E_γ сильно зависит от номера счетчика III ряда. Характерно, что комбинации, соответствующие тем же значениям E_γ, но меньшим комптоновским углам φ, не наблюдаются (за исключением области 3, 6—4,0 MeV, где имеются γ-лучи с энергией 3.85 MeV).

Из сказанного можно сделать вывод, что в рассматриваемом случае расширение линии вблизи ее основания происходит за счет рассеяния электронов в мишени, в газе и счетчиках. Хвост со стороны больших энергий образуется главным образом вследствие рассеяния электронов в счетчиках II ряда. Если при построении линии ограничиться использованием траекторий с углами $\varphi \leqslant 6^\circ$, то кадры, соответствующие большим углам рассеяния ϑ, исключаются, и хвост у линии почти полностью ликвидируется (рис. 17).

Указанный вывод справедлив и для других условий измерений, т. е. и для других значений H/H_0. На рис. 18 показана зависимость E_γ от номера счетчика II и III рядов в случае измерения γ-лучей $h\nu = 2{,}75$ MeV Na^{24} при $H = 917$ Oe ($H/H_0 = 1$). Однако с уменьшением H/H_0 возрастает роль многократного рассеяния в мишени в образовании хвостов экспериментальных линий.

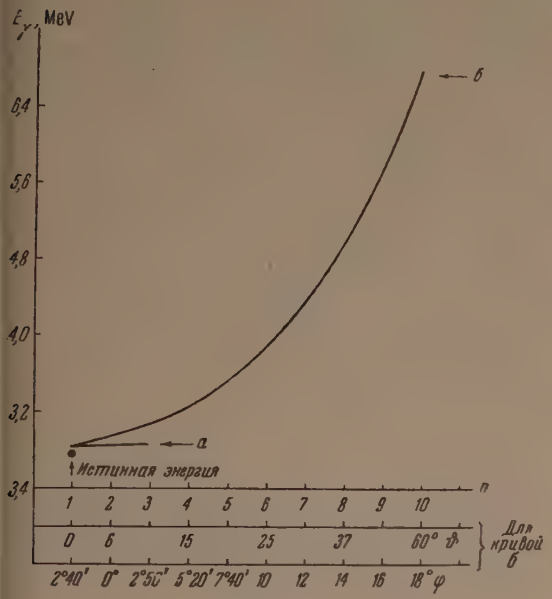


Рис. 15

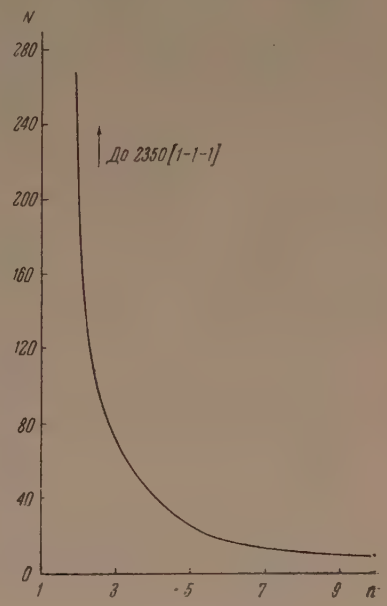


Рис. 16

Рис. 15. Зависимость E_γ от номера счетчика: *а* — II ряда при прохождении электрона через первый счетчик I ряда и первый счетчик III ряда (комбинации типа $1 - n - 1$), *б* — III ряда при прохождении электрона через первый счетчик I ряда и первый счетчик II ряда (комбинации типа $1 - 1 - n$); ϑ — угол рассеяния, $h\nu = 2{,}75$ MeV, $H = 1220$ Oe, E_γ, φ и ϑ рассчитаны для центральных траекторий

Рис. 16. Зависимость числа кадров N от номера счетчика III ряда (комбинации типа $1 - 1 - n$), $H = 1220$ Oe, $h\nu = 2{,}75$ MeV Na^{24}

Рассмотрим, какую роль играет фон при измерениях на γ-годоскопе. Скорость счета N_Φ, когда мишень выведена из пучка γ-лучей, доля фона, по отношению к скорости счета с мишенью $N_\Phi/N_м$, а также форма спектра фона зависят от H и от состава γ-излучения радиоактивного источника; N_Φ тем больше, чем больше активность источника. Ход кривой *2* на рис. 7 показывает, что наибольшего значения N_Φ достигает при малых полях, когда скорость счета $N_м$ с мишенью уже мала. Рост $N_м$ при H меньше 640 Oe обусловлен мягкой линией Na^{24} $h\nu = 1{,}37$ MeV, в то время как фон от этой линии ничтожен. После прохождения максимума N_Φ монотонно уменьшается с ростом H/H_0 и стремится к постоянной скорости счета, равной 1 отсчету за 6—7 час. К этому же пределу стремится и скорость счета с мишенью $N_м$ при $H/H_0 > 1{,}35$. На рис. 19 показано, как изменяется относительная величина фона $N_\Phi/N_м$ в зависимости от величины H и H/H_0. Фон составляет небольшую долю от эффекта при $H/H_0 > 0{,}9$. При $H/H_0 < 0{,}9$ $N_\Phi/N_м$ резко возрастает как за счет уменьшения $N_м$, так и за счет роста N_Φ. Рост $N_\Phi/N_м$ при больших H/H_0 происходит за счет быстрого уменьшения $N_м$.

Спектр фона в основном повторяет форму γ-спектра. Максимумы фоновых линий при $H/H_0 < 1$ сдвинуты в сторону меньших энергий.

Отношение $N_ф / N_м$ мало зависит от давления газа в приборе. Пр уменьшении давления газовой смеси в два раза $N_ф / N_м$ уменьшило всего лишь на 13% для $h\nu = 1{,}12$ MeV (Zn^{65}), а для $h\nu = 2{,}62$ Me (ThC″) $N_ф / N_м$ практически не изменилось ($H / H_0 = 1$). По-видимом основным источником фона является не газ, а детали и стенки прибор непосредственно освещаемые пучком γ-лучей (входное окно и против положная ему стенка камеры).

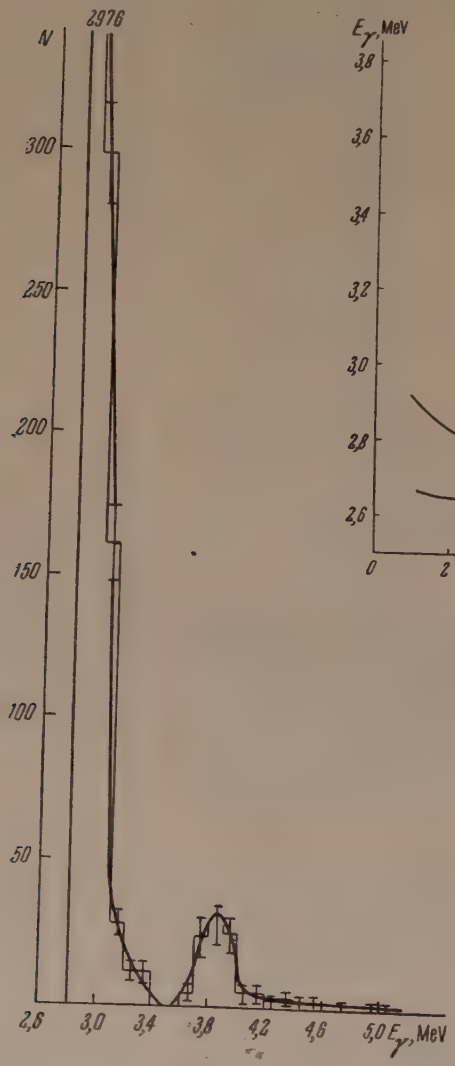


Рис. 17

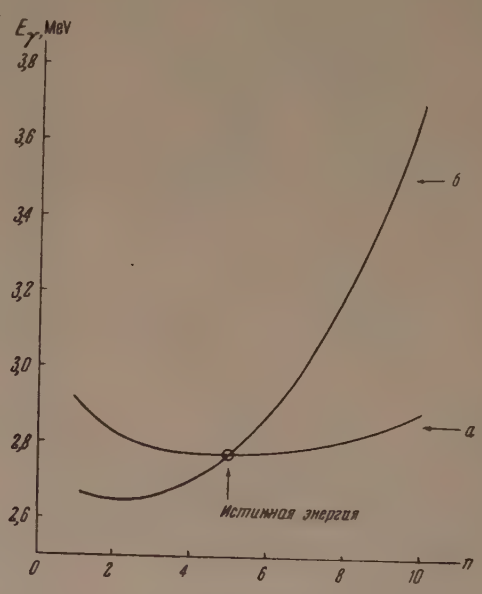


Рис. 18

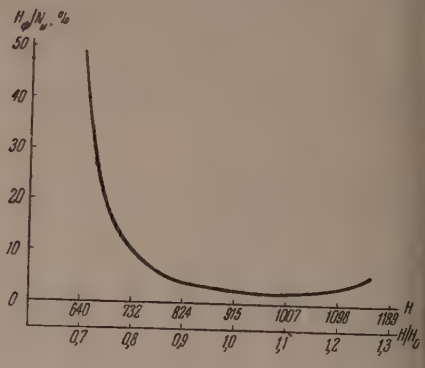


Рис. 19

Рис. 17. Экспериментальный γ-спектр Na^{24} при $H = 1220$ Oe после вычитания фон и исключения кадров с $\varphi > 6°$

Рис. 18. Зависимость E_γ от номера счетчика: *а* — II ряда при прохождении электрон через пятый счетчик I ряда и пятый счетчик III ряда (комбинации типа $5 - n - 5$); *б* — III ряда при прохождении электрона через пятый счетчик I ряда и пятый счетчик II ряда (комбинации типа $5 - 5 - n$). $h\nu = 2{,}75$ MeV, $H = 917$ Oe

Рис. 19. Зависимость $N_ф / N_м$ от H и H / H_0 для $h\nu = 2{,}75$ MeV Na^{24}. $N_ф$ — числ тройных совпадений в единицу времени без мишени, $N_м$ — число тройных совпадений когда пучок γ-лучей падает на мишень. Кривая должна быть сдвинута по оси абсцис вправо на половину деления.

4. Спектральная чувствительность γ-годоскопа

Для определения относительных интенсивностей γ-переходов по площадям экспериментальных линий необходимо знать спектральную чувствительность γ-годоскопа, т. е. зависимость относительной вероятности регистрации γ-лучей от их энергии. Отличие γ-годоскопа от других спектрометров состоит в том, что его спектральную чувствительность нельзя характеризовать одной кривой (как, например, в случае ритрона). Требуется иметь целый ряд кривых, каждая из которых дает спектральную чувствительность γ-годоскопа при определенном магнитном поле H.

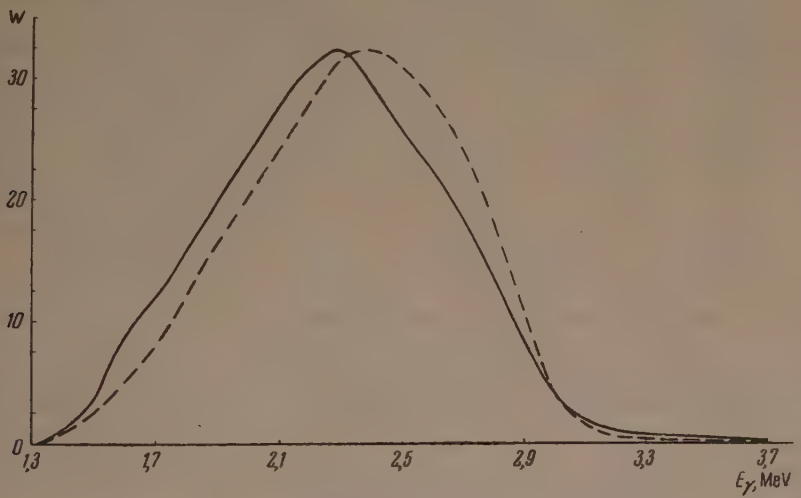


Рис. 20. Кривая спектральной чувствительности γ-годоскопа при $H = 740$ Oe (цилиндрические счетчики). По оси ординат — вероятность регистрации γ-лучей в относительных единицах. Сплошная кривая — точный расчет, пунктир — грубый расчет

Для прямого экспериментального определения спектральной чувствительности потребовался бы набор большого числа радиоактивных источников с известным числом γ-квантов, испускаемых в единицу времени. Кроме того, так как разрещающая способность γ-годоскопа невелика, то необходимы источники с одиночными γ-линиями или линиями, удаленными от соседних по крайней мере на 0,4÷0,5 MeV. Число γ-источников, удовлетворяющих этим требованиям, настолько мало, что экспериментальный путь определения спектральной чувствительности γ-годоскопа фактически закрыт. Остается, по-видимому, единственно возможный путь: рассчитать кривые спектральной чувствительности для целого ряда значений H и проверить их по отдельным «точкам» экспериментально.

На рис. 20 сплошной линией изображена кривая спектральной чувствительности γ-годоскопа при $H = 740$ Oe, рассчитанная для точечного источника ($L = 654$ мм, площадь рабочего пятна мишени $S = 80 \times 35$ мм, ширина щелей 80 мм; счетчики цилиндрические) с учетом комптоновского распределения по углам и энергиям. Рассеяние и торможение электронов отдачи в мишени и газе не учитывались. Метод расчета разработан автором, кривая спектральной чувствительности для $H = 740$ Oe вычислена Г. Ф. Драницыной. Проведение подобного расчета уже для одного поля является весьма трудоемкой задачей. Вычисление же спектральной чувствительности для большого числа значений H, как это практически необходимо, потребовало бы чрезмерно большого времени. Поэтому на практике приходится пользоваться грубым способом вычис-

ления спектральной чувствительности при следующих упрощающих предположениях.

1. Источником электронов отдачи является только центральная ли ния мишени (линия пересечения мишени с плоскостью, перпендикуляр ной H и проходящей через геометрический центр прибора).

2. Рассматривается плоский пучок электронов.

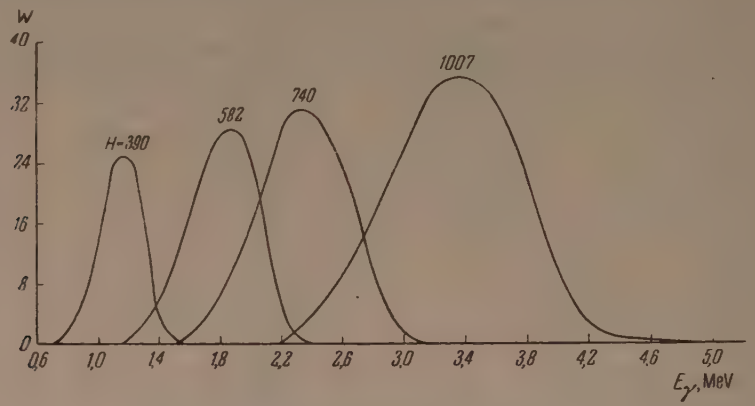


Рис. 21. Кривые спектральной чувствительности γ-годоскопа (прямоугольные счетчики)

3. Апертурные углы всех комбинаций счетчиков предполагаются одинаковыми.

4. Так же как и при более точном расчете, не учитывается влияние рассеяния и торможения электронов в мишени, газе и счетчиках.

На рис. 20 пунктирной линией проведена кривая спектральной чувствительности, рассчитанная при этих предположениях для $H = 740$ Э (цилиндрические счетчики). «Грубая» кривая в основном повторяет форму «точной» кривой. Как и следовало ожидать, главным образом из-за допущения п. 3, вероятность регистрации для малых E_γ (т. е. малых ρ) получается меньше, а для больших E_γ (т. е. больших ρ) больше, чем по точной кривой. Для очень больших E_γ (>3 MeV) точные значения вероятности регистрации превышают значения, определяемые по грубой кривой. В этой области E_γ работают комбинации счетчиков, регистрирующих электроны с очень большими φ ($>16°$). Сечение комптоновского рассеяния при больших φ изменяется медленно, поэтому возрастает удельный вес электронов отдачи, выбитых под углом к центральной плоскости.

При грубом же расчете пространственное распределение электронов не учитывается (см. предположение 2). Эта часть кривой спектральной чувствительности не имеет практического значения, так как при построении экспериментального γ-спектра комбинации с большими φ исключаются. Наибольшее отличие между кривыми достигает 45% при $E_\gamma = 1{,}6$ MeV.

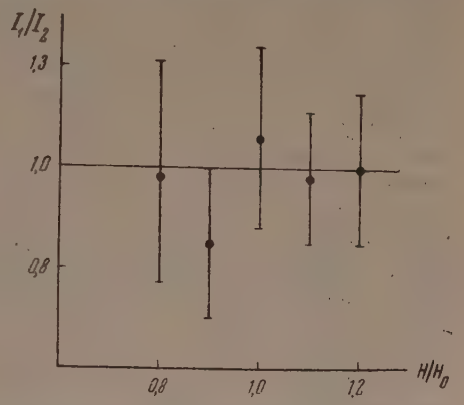
На рис. 21 изображено несколько кривых спектральной чувствительности, рассчитанных грубым способом для ряда значений H в случае прямоугольных счетчиков.

Относительные интенсивности γ-линий определяются следующим образом. Предположим, что на γ-годоскопе измерены две γ-линии одного источника: E_{γ_1} при H_1 и E_{γ_2} при H_2. За одинаковое время для E_{γ_1} получено N_1 кадров (после вычитания фона), а для E_{γ_2} — N_2. По кривым спектральной чувствительности, соответствующим полям H_1 и H_2, находим вероятности регистрации линий E_{γ_1} и E_{γ_2} — W_1 и W_2. Тогда отношение интенсивностей I_1/I_2 определяется по формуле:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{W_2}{W_1}. \qquad (7$$

Когда разница между энергиями E_{γ_1} и E_{γ_2} значительна, необходимо читывать различное поглощение γ-лучей в самом источнике и во вход-ом окне прибора.

На рис. 22 показан результат вычисления относительной интенсив ости γ-линий Na^{24} $h\nu = 1{,}37$ MeV и $h\nu = 2{,}75$ MeV при разных H. а рис. 7 (кривая *3*) изображена зависимость скорости счета от H для



ис. 22. Относительная интенсивность -линий Na^{24} ($h\nu = 1{,}37$ MeV и $h\nu = 2{,}75$ MeV). Прямая соответствует истин-ому значению отношения интенсивно-тей $I_1/I_2 = 1$. Точки получены по экс-ериментальным данным с использова-ием кривых спектральной чувствитель-ости, вычисленных для соответствую-щих H. I_1 — интенсивность линии $h\nu = 1{,}37$ MeV, I_2 — интенсивность ли-нии $h\nu = 2{,}75$ MeV

$h\nu = 2{,}75$ MeV Na^{24}. Там же нанесены точки, соответствующие вероят-ностям регистрации $h\nu = 2{,}75$ MeV, определенные по кривым спектраль-ной чувствительности. Из рис. 22 и 7 видно, что с помощью кривых спектральной чувствительности относительные интенсивности определяют-ся с точностью порядка 10 ÷ 30%.

5. Заключение

Эксплуатация γ-годоскопа показала, что этот прибор вполне пригоден для исследования жесткого γ-излучения весьма малой интенсивности. К настоящему времени на γ-годоскопе проведены исследования γ-лучей радиоактивных изотопов Na^{24}, K^{42}, As^{76}, Ag^{110}, Sb^{124}, Cs^{134}.

Эффективность прибора зависит от энергии γ-лучей, от выбора H (т. е. H/H_0), от формы и размеров источника. Эффективностью прибора мы называем отношение числа тройных совпадений (т. е. числа кадров) в секунду за вычетом фона к числу γ-квантов данной энергии, испущенных источником в 1 сек. В таблице приведены некоторые данные об эффектив-ности γ-годоскопа при $H/H_0 = 1$. Для сравнения там же приведены соответствующие данные для ритрона [4]. Активности источников спе-циально не измерялись.

Вещество	Энергия, MeV	γ-Годоскоп		Ритрон		Примечание
		размер препарата, см	эффективность, число совпадений на квант	размер препарата, см	эффективность, число совпадений на квант	
Na^{24}	1,37	ϕ 1,4; $l = 15$	$1{,}6 \cdot 10^{-9}$	ϕ 1,4; $l = 8$	$0{,}9 \cdot 10^{-10}$	Стандартные условия 1951 г.
Na^{24}	2,75		$3{,}2 \cdot 10^{-9}$		$1{,}8 \cdot 10^{-10}$	

Из таблицы видно, что эффективность γ-годоскопа невысока, хотя и ыше, чем у ритрона. Однако возможность исследования с помощью γ-го-оскопа γ-излучения весьма малой интенсивности ($10^{-5} \div 10^{-6}$ кв расп$^{-1}$) бусловлена главным образом следующими особенностями прибора.

1. По каждому тройному совпадению, т. е. по каждому зарегистриро-анному акту комптон-эффекта, определяется энергия соответствующего -кванта.

2. Регистрация тройных совпадений между далеко отстоящими и х рошо защищенными рядами счетчиков снижает фон от космических л чей и радиоактивных загрязнений до 1 отсчета за 6—7 час. Это да возможность замечать очень слабые эффекты при скорости счета, равн одному совпадению за два-три часа.

3. Так как источник γ-лучей помещается вне прибора, то можно пр менять препараты, обладающие большой общей активностью, избеж перегрузки счетчиков.

При активности источника 1000 mCu на приборе можно изучать γ-и лучение ($h\nu = 2$—4 MeV), интенсивность которого порядка 10^{-6} кв расп

Для увеличения светосилы γ-годоскопа можно было бы использова более толстые целлофановые или бериллиевые мишени. Однако, как п казывает опыт ритрона, применение бериллиевой мишени толщиной 400 ухудшает разрешающую способность прибора в несколько раз (у ритр на до 13—14% при $h\nu \sim 2{,}5$ MeV). Поэтому такой путь повышения свет силы, если иметь в виду вышеперечисленные измерения, целесообраз лишь в случае изучения жесткого γ-излучения Na^{24}. Во всех остальны случаях (K^{42}, As^{76}, Ag^{110}, Sb^{124}, Cs^{134}) слабые γ-линии расположе вблизи интенсивных более мягких.

Для улучшения разрешающей способности прибора при той же свет силе необходимо: 1) более точно фиксировать траектории электро отдачи, т. е. уменьшить размеры счетчиков, увеличив соответственно общее число в каждом ряду; 2) уменьшить рассеяние электронов отда в приборе (газ, стенки счетчиков, мишень).

Однако по первому пути существенно продвинуться нельзя, так ка 1) уменьшение размеров счетчиков связано с уменьшением их эффекти ности и 2) увеличение числа счетчиков в каждом ряду приведет к у личению рассеяния в стенках счетчиков.

Уменьшить рассеяние электронов отдачи в приборе можно было путем вакуумного отделения счетчиков от объема прибора с помощ тонких пленок и удаления из прибора газа. Этот путь, по-видимом перспективен [5], однако в случае γ-годоскопа он связан со значительн ми техническими трудностями.

При дальнейшем техническом усовершенствовании прибора, в т числе регистрирующей аппаратуры, и уточнения спектральной чувст тельности γ-годоскоп сможет с успехом применяться для решения оп деленного круга задач γ-спектроскопии.

Выражаю глубокую благодарность руководителю настоящей рабо Б. С. Джелепову и П. А. Тишкину, руководившему работой по монта радиоаппаратуры. При конструировании прибора много ценных совет автор получил от В. С. Садковского, Г. С. Кватера, Г. С. Русинова, А. Золотавина, А. А. Башилова. На различных этапах в работе принима участие Л. В. Густова, Ю. Н. Подкопаев, Ю. А. Лакомкин, Г. Ф. Дра цына, П. Ф. Ермолов, В. И. Скопина и др. Всем товарищам по раб автор выражает сердечную признательность.

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., см. настоящий номер журнала, стр. 1580.
2. Алиханян А., Алиханов А., Морозов В., Мусхелишв ли Г., Хримян А., ЖЭТФ, 18, 673 (1948).
3. Джелепов Б. С., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 95 (1954).
4. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Хольнов Ю. В., Изв. СССР, Серия физич., 18, 599 (1954).
5. Голованов И. Б., Джелепов Б. С., Лебедев А. С., Прихо цева В. П., Хольнов Ю. В., Доклад на VII Совещании по ядер спектроскопии, 1957 г.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

В. П. ПАРФЕНОВА, Н. В. ФОРАФОНТОВ и В. С. ШПИНЕЛЬ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА Ce^{144} МЕТОДОМ β—γ-СОВПАДЕНИЙ

Введение

Исследование распада Ce^{144}, получаемого при делении урана, проводилось рядом авторов [1—5]. Однако опубликованные до сих пор данные во многом расходятся, и схема распада Ce^{144}—Pr^{144} твердо не установлена. Изучение распада Ce^{144} встречает определенные трудности, обусловленные тем, что β- и γ-переходы близки по энергиям и лежат в мягкой области, поэтому разделение β-спектров, а также γ-линий является достаточно трудной задачей.

Сводка последних опубликованных данных об энергиях β- и γ-лучей представлена табл. 1 и 2, а данные по опытам с совпадениями — в табл. 3 и 4.

Таблица 1

Энергии β-переходов и интенсивности

-Компонента	E_β, keV					I, %
	[1]	[2]	[4]	[5]	наши данные	
β_1	—	100?	400?	—	130±10	7±2
β_2	170	170	160	175	175±5	26±4
β_3	—	223?	258	—	230±15	6±1
β_4	304	304	327	309	310±5	61±9

Таблица 2

Энергии γ-лучей, keV

Из спектра конверсионных электронов					Люминесцентный спектрометр
[1]	[2]	[4]	[5]	наши данные	
29,2 Оже	29,2 Оже	28,5 Оже	— Оже	29,2 Оже	—
33,7	34	33,4	33,8	33,7	—
34 Оже	34,2 Оже	— Оже	— Оже	— Оже	36
—	41	40,8	42	41,0	—
53,5	53	53,2	53,9	53,0	—
—	—	59	—		
80,7	81	79,9	81	81,0	80
—	94	95	—	94,7	95—100
100,3	100	—	100,3	100,6	
134,2	134	133,5	134,5	134,1	134
—	—	145	—	—	

Как видно из табл. 1, в настоящее время надежно установленными можно считать β-переходы Ce^{144} с энергиями ~310 и 170 keV. β-Спектр с энергией 220—250 keV наблюдался в работах [2, 4] и не наблюдался в

работе [5]. β-Спектр ~100 keV надежно нигде не был установлен, но и возможность его существования указывалось в работах [2, 4 и 5].

Для обнаружения малоинтенсивных β-п переходов в настоящей работе была примен на методика β—γ-совпадений. При использ вании этой методики парциальные β-спектр должны проявиться более отчетливо, т как при таких измерениях не регистр руются β-частицы перехода Ce^{144} в основн состояние Pr^{144}, а также β-переходы Pr^{14} затрудняющие расшифровку первично β-спектра.

Таблица 3

γ — γ-Совпадения

Энергии совпадающих квантов, keV	
[3]	[5]
80—33; 40; 145 134—33; 40	80 *X*-лучи 134 — нет совпадения

Экспериментальная установка

Измерения β—γ-совпадений производ лись на установке, подробно описанной р нее [6, 7] и состоящей из двухлинзового β-спектрометра и люмине центного γ-спектрометра. По сравнению с описанной в работах [6, аппаратурой были произведены следующие изменения.

1. Необходимость увеличить телесный угол в β-спектрометре застави ла отказаться от применявшихся ранее внутренних катушек, которы сильно диафрагмировали пучок, затем в области кольцевого изображения была установлена диафрагма по методу, изложенному в работе [8]. Это позволило увеличить светосилу прибора до 2% (полуширина линии—3,3%).

2. Вместо плексигласового светопровода был поставлен светопровод из полистирола, что дало возможность регистрировать без потерь электроны с энергией >70 keV.

В γ-спектрометре, используемом в установке (фотоумножитель ФЭУ-29, кристалл NaJ), полуширина фотопика от линии Cs^{137} составляла 12%.

Разрешающее время схемы совпадений $3 \cdot 10^{-8}$ сек.

Таблица 4

γ — β-Совпадения

E_γ, keV	$E_{\beta\,max}$, keV	E_γ, keV	$E_{\beta\,max}$ keV
[5]		наши данные	
		30—40	130 175 230
80	175	75—85	130 175 230
134	175	130—140	130 175

Источник Ce^{144} был приготовлен выпариванием раствора $CeCl_3$, вы держанного в течение 2 лет, на слюду толщиной 6 мг $см^{-2}$, укрепленну на дне алюминиевого стаканчика. Толщина источника ~30 мкг $см^{-2}$.

Измерения

А. β-Спектр и спектр конверсионных электронов

На двухлинзовом β-спектрометре был снят β-спектр и спектр конвер сионных электронов $Ce^{144} + Pr^{144}$*. На спрямленном графике, получаю щемся после вычитания жестких β-спектров Pr^{144}, ясно виден известны β-переход 310 ± 5 keV, составляющий, по нашим данным, 61% от об щего числа β-переходов в Ce^{144}. Определение граничных энергий остал ных β-спектров по спрямленному графику затрудняется из-за присутст вия в этой части спектра большого числа конверсионных линий. Поэтом значения верхних границ остальных β-спектров надежно могут быть у тановлены лишь из данных по измерениям совпадений. В предпоследне столбце табл. 2 представлены энергии γ-линий, измеренные по конве

* Первичный спектр Ce^{144} — Pr^{144} представлен в работе Митрофанова и Ш неля [9].

ионным электронам. Спектр конверсионных электронов был снят на ругом β-спектрометре аналогичной конструкции, который давал отно-ительную полуширину линий 1% [8]. В полученном спектре проявились се γ-лучи, установленные ранее, кроме γ-перехода 145 keV, наблюден-ого в одной работе [4]. Интенсивности β-переходов получены из спрям-ленного графика β-спектра Ce^{144}—Pr^{144}. При восстановлении парциаль-ых β-спектров значения граничных энергий β-спектров взяты из резуль-атов измерений β—γ-совпадений. Такое определение интенсивностей, конечно, не является точным.

Б. Измерения на люминесцентном γ-спектрометре

γ-Спектр Ce^{144} изображен на рис. 1. Здесь ясно видны пики в области энергии 36, 80 и 134 keV.

В первый пик входит рентгеновское излучение Pr^{144} с энергией 36 keV, а также γ-излучение с энергией 34 и 41 keV. Разрешающая способность люминесцентного спектрометра недоста-точна для того, чтобы разделить эти γ-лучи, так же как и γ-излучение в области 95—100 keV.

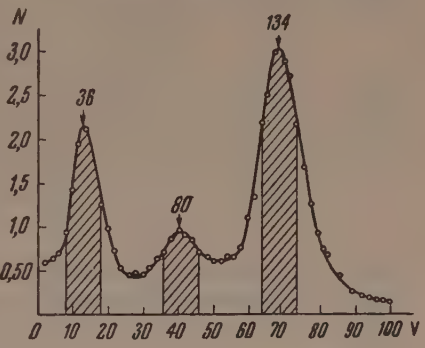


Рис. 1. γ-Спектр Ce^{144}, полученный при помощи люминесцентного спектрометра. Штриховкой показаны области, выделяемые анализатором импульсов при исследовании β — γ-совпадений

Относительные интенсивности γ-лучей определены по площадям фотопиков. Для отношения интенсивностей γ-излучения 134 keV к γ-излучению 80 keV получено значение $4{,}3 \pm 0{,}5$ и для отношения интенсивностей γ-лучей 134 keV к γ-лучам 95—100 keV — $7{,}1 \pm 1$. При этом была введена поправка на поглощение в алюминиевом фильтре, помещенном на пути γ-лучей для поглощения быстрых электронов источника, и поправка на выход из кристалла NaJ рентгеновского излучения йода [10].

В. β—γ-Совпадения

Для получения парциальных β-спектров амплитудным анализатором выделялась определенная область энергии γ-излучения, а затем изучался спектр β-частиц, дающих совпадения с данными γ-лучами. Исследовались совпадения с γ-лучами областей энергий 30—40, 75—85 и 130—140 keV. Положение окна анализатора для каждого из трех случаев показано на рис. 1 штриховкой.

Так как исследуемое γ-излучение является низкоэнергетическим, то поглощение γ-лучей в кристалле NaJ обусловлено в основном фотоэффектом. Комптон-эффект, приводящий к непрерывному распределению импульсов в кристалле, составляет менее 15% для энергии 134 keV. Это обстоятельство позволяет не учитывать вклад γ-линий бóльших энергий в область менее жестких γ-линий (величина этого вклада от линии 134 keV в участки линий 80 и 36 keV, захватываемые анализатором, не превышает 2—3%, вклад от γ-лучей 80 keV в пик 36 keV гораздо меньше).

Были проведены три серии измерений совпадений. На рисунках пр ставлены результаты измерений, полученные в одной серии. На рис виден β-спектр совпадений с областью рентгеновского и мягкого γ-излу

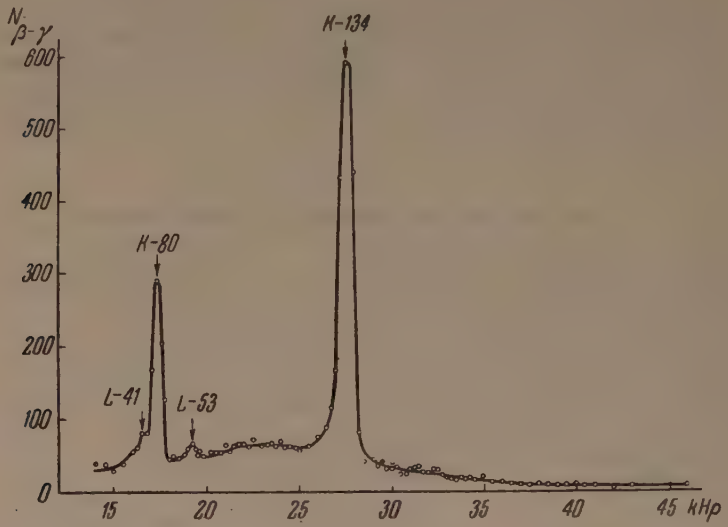


Рис. 2. Спектр β-электронов, совпадающих с рентгеновским и мягким γ-излучением

ний. Видны K-конверсионные пики, соответствующие γ-лучам 80 и 134 keV а также небольшие L-конверсионные пики от γ-лучей 41 и 53 keV Спрямленные графики β-спектров совпадений с разными γ-лучами пред ставлены на рис. 3, 4 и 5, где также показаны результаты разложени

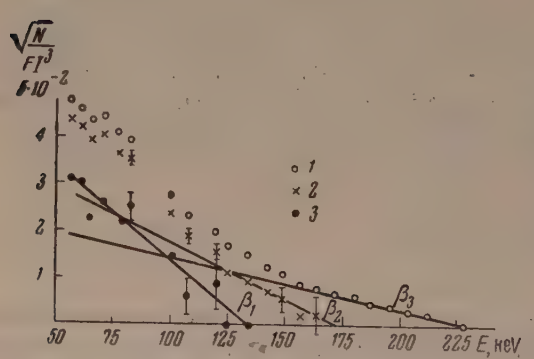


Рис. 3. Спрямленный график β-спект ра совпадений с рентгеновским мягким γ-излучением и резуль таты разложения на парциальны β-спектры: *1* — суммарный β-спект ($E_{\beta\,max}$ = 230 keV), *2* — резуль тат первого вычитания ($E_{\beta\,max}$ = = 175 keV), *3* — результат второг вычитания ($E_{\beta\,max}$ = 130 keV)

на парциальные β-спектры. На рис. 3 представлен спрямленный графи β-спектра совпадений с областью рентгеновского и мягкого γ-излучени (пик 36 keV на рис. 1).

В совпадении с γ-лучами этой области энергии находятся β-частиц парциальных спектров β_1, β_2, β_3. На рис. 4 показан спрямленный графи совпадений с γ-лучами 80 keV. Здесь выделяются также три β-спектра β_1, β_2, β_3.

Из рис. 5 видно, что γ-лучи 134 keV совпадают с β-частицами двух β компонент — β_1 и β_2.

Значения верхних границ и отношения площадей β-спектров, полу-енные из измерений совпадений с γ-лучами разных энергий, представ-ены в табл. 5, где приведены средние значения из трех серий измерений.

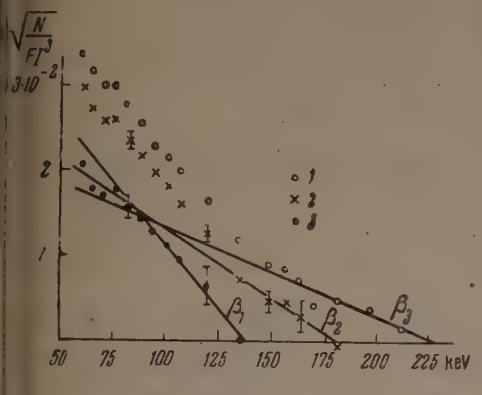


Рис. 4

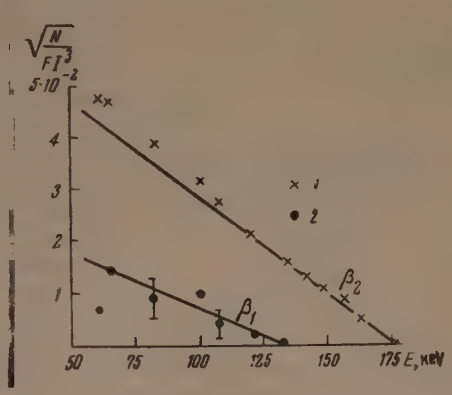


Рис. 5

ис. 4. Спрямленный график β-спектра совпадений с γ-излучением 80 keV и резуль-таты разложения на парциальные β-спектры. Обозначения те же, что на рис. 3

ис. 5. Спрямленный график спектра β-электронов, совпадающих с γ-излучением 34 keV: *1* — суммарный β-спектр ($E_{\beta\,max}$ = 175 keV), *2* — результаты вычитания β-спектра с граничной энергией 175 keV ($E_{\beta\,max}$ = 130 keV)

Таблица 5

	$E_{\beta\,max}$, keV	Площади под β-спектрами, совпадающими с γ-лучами, %		
		E_γ = 36 keV	E_γ = 80 keV	E_γ = 134 keV
β_1	130±10	53	28	10
β_2	175± 5	33	45	90
β_3	230±15	14	27	—

Ошибки в определении отношения площадей парциальных β-спектров оставляют 15—20%.

Сопоставление наблюденных нами β—γ-совпадений с литературными анными приведено в табл. 4.

Обсуждение результатов

Результаты настоящей работы показывают, что β-спектры совпадений тремя различными участками γ-спектра являются сложными. Из этих спектров выпадает спектр β_4 (E_β = 310 keV), обусловленный, следовательно, переходом в основное состояние Pr^{144} (изомерные уровни не бнаружены).

Наблюдаемые β—γ-каскады позволяют заключить, что β-переходы β_3 ($E_{\beta\,max}$=230keV) и β_2 ($E_{\beta\,max}$=175 keV) возбуждают уровни Pr^{144} с нергией соответственно 80 и 134 keV. Спектр β_1 ($E_{\beta max}$ = 130 keV) устаовлен по излому прямой, проявляющемуся на всех спрямленных граиках (рис. 3, 4, 5). В подобных случаях мягких и малоинтенсивных пектров всегда может возникнуть сомнение в реальности этих спектров.

Поэтому отклонение экспериментальных точек от прямой на графи рис. 5 могло бы быть вызвано аппаратурными искажениями спектра В этом случае такое же отклонение должно наблюдаться на др гих графиках. В действительности откл нения экспериментальных точек от прям в мягкой части спектра на рис. 3 и 4 зн чительно превосходят соответствующие откл нения в спектре на рис. 5. Это отчетли видно из табл. 5. Кроме того, такие больш отклонения уже трудно объяснить в наш экспериментальных условиях влиянием тол ко эффектов рассеяния и поглощения. Э обстоятельства позволяют заключить, ч β-спектр β_1 ($E_{\beta max} = 130$ keV) действител но существует.

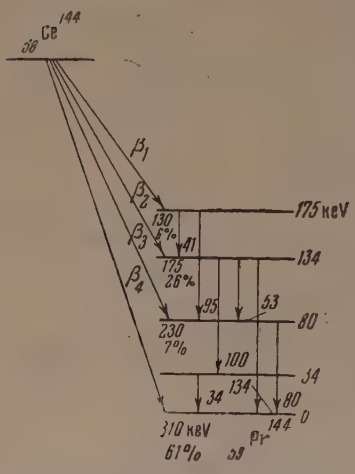


Рис. 6. Схема распада Ce^{144}

Наличие β-спектра, более мягкого, ч 175 keV, говорит о том, что существует во бужденный уровень ядра Pr^{141}, распол женный выше уровня 134 keV *.

Наши результаты лучше всего согласую ся со схемой, представленной на рис. 6, к торая совпадает со схемой, предложенной работе [2].

Авторы выражают благодарность дипломантке З. И. Ананьев оказавшей большую помощь при проведении данной работы.

Цитированная литература

1. Porter F. T., Cook C. S. Phys. Rev., 87, 464 (1952).
2. Emmerich W. S., Auth W. J., Kurbatov J. D., Phys Rev., 94, 110 (19
3. Kreger W. E., Cook C. S., Phys. Rev., 96, 1276 (1954).
4. Cork J. M., Brice M. K., Schmid L. C., Phys. Rev., 96, 1295 (19
5. Pullman I., Axel P., Phys. Rev., 102, 1366 (1956).
6. Шпинель В., ЖЭТФ, 22, 255 (1952).
7. Делягин Н., Сорокин А. и др., Изв. АН СССР, Серия физич., 20, 913 (19
8. Газиев Я., Митрофанов К., Шпинель В., Изв. АН СССР, Сер физич., 20, 1407 (1956).
9. Митрофанов К. П., Шпинель В. С., см. настоящий номер жур ла, стр. 1607.
10. Axel P., Rev. Sci Instr., 25, 391 (1954).

* Этот результат согласуется с предположением, сделанным в работах [2,4], и согласуется со схемами распада, предложенными в работах [1, 5].

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

К. П. МИТРОФАНОВ и В. С. ШПИНЕЛЬ

ДАЛЬНЕЙШЕЕ ИЗУЧЕНИЕ ФОКУСИРОВКИ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУХЛИНЗОВОМ β-СПЕКТРОМЕТРЕ

Введение

Свойства двухлинзовых β-спектрометров сильно зависят от формы и взаимного расположения линз. В связи с трудностью решения уравнения движения электронов в сложных магнитных полях, для выбора оптимальных условий работы спектрометра обычно пользуются данными, полученными экспериментальным путем. Чаще всего для этого применяют метод фотографирования электронного пучка или пользуются электронной пушкой и флуоресцирующим экраном для визуальных наблюдений. В настоящей работе при помощи электронной пушки проведено исследование фокусирующих свойств двухлинзового β-спектрометра БМЛ-1 при различных положениях линз и изучено влияние внешней корректирующей катушки.

Использованная при проведении этой работы методика применялась ранее при исследовании характеристик спектрометра в одном из возможных расположений линз и подробно изложена в статье [1]. Поэтому описание техники эксперимента сокращено до минимума и в большинстве случаев приведены только результаты опытов. β-Спектрометры типа БМЛ, выпускаемые заводом «Физприбор», имеют стандартные размеры, поэтому все результаты настоящей работы могут быть непосредственно использованы при выборе режима работы спектрометра и его наладке.

1. Исследование фокусировки электронов

Установка для изучения фокусировки электронов схематически изображена на рис. 1. По сравнению с установкой, применявшейся ранее [1],

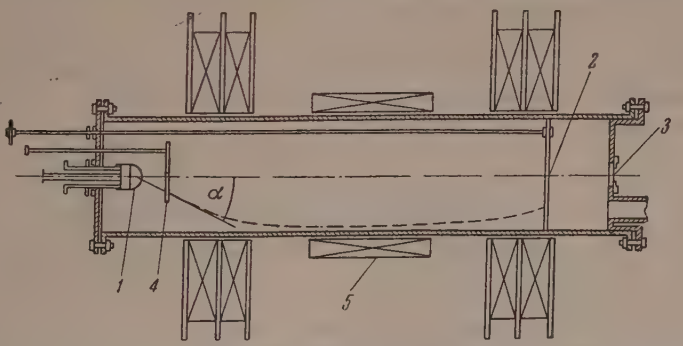


Рис. 1. Схема установки: *1* — электронная пушка, *2* — флуоресцирующий экран, *3* — смотровое окно, *4* — входная диафрагма, *5* — корректирующая катушка

улучшена конструкция электронной пушки и добавлена передвижная входная диафрагма *4*, позволяющая изменять величину угла вылета электронов α без нарушения вакуума. Измерение смещения светящихся

пятен на экране при изменении тока фокусировки или передвижении эк рана дало возможность определить рабочие характеристики спектрометр и построить графики траекторий электронов для различных положени линз.

На рис. 2 приведены кривые сферической аберрации, соответствую щие различным расстояним между линзами — d. На графике изображен зависимость величины $\frac{I_0-I_\alpha}{I_0}$ от α, где I_α — ток фокуси ровки электронов с углом вылета α, а I_0 соответствует I_α при $\alpha \to 0$.

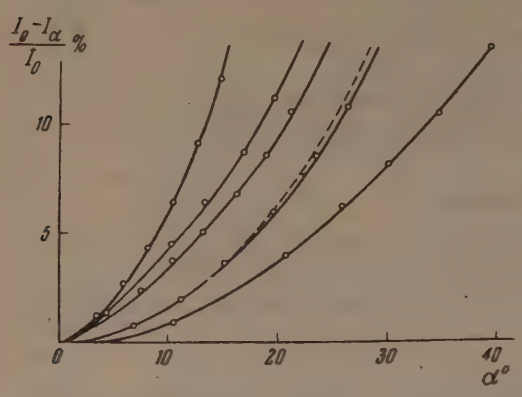


Рис. 2. Графики сферической аберрации β-спектрометра при различных положениях линз. Цифры над кривыми соответствуют расстояниям между линзами (в см), при которых производились измерения. Пунктиром нанесен график сферической аберрации соленоидального β-спектрометра. Первая кривая слева получена при расстоянии между линзами $d = 3$ см. Для следующих за ней сплошных кривых эти расстояния равны 25, 36, 44 и 62 см, соответственно

Видно, что с раздвижением линз сферическая аберрация уменьшается и при $d > 44$ см становится меньше аберрации соленоидального спектрометра [2].

Раздвижение линз, кроме уменьшения сферической аберрации, приводит, однако к уменьшению фокусирующей способности спектрометра, т. е. к уменьшению константы k в формуле $H\rho = kI$.

На рис. 3 представлена зависимость максимальной энергии E_{max} электронов, фокусируемых спектрометром при предельно допустимом токе $I = 50$А от расстояния между линзами. Улучшение техники эксперимента дало возможность с большой точностью определить ход траекторий электронов в спектрометре.

Знание траекторий позволяет выбрать интервал углов вылета α, дающий наилучшее соотношение между светосилой ω и разрешением η а также определить размеры и положение диафрагм в камере спектрометра. Результаты исследования траекторий для различных значений d представлены в виде графиков (рис. 4), на которых расстояние электрона от оси R изображено в зависимости от координаты Z, где Z — расстояние, отсчитываемое от счетчика.

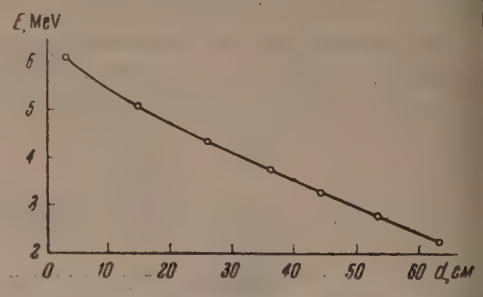


Рис. 3. График зависимости максимальной энергии фокусируемых электронов от расстояния между линзами

Так как наилучшее соотношение между η и ω получается при использовании больших углов вылета, то при каждом новом положении линз передвижением входной диафрагмы задавались такие значения α, что траектории электронов, обладающих максимальными углами вылета α_{max}, проходили примерно на расстоянии 1 см от стенок камеры.

Из рис. 4 видно, что при раздвижении линз происходит быстрый рост величины α_{max} и заметно изменяется форма траекторий. Пересечения электронных пучков, образующие кольцевые изображения, в случае малых d расположены вблизи счетчика, а при раздвижении линз до $d = 62$ см распространяются до середины камеры спектрометра. При заданном ре

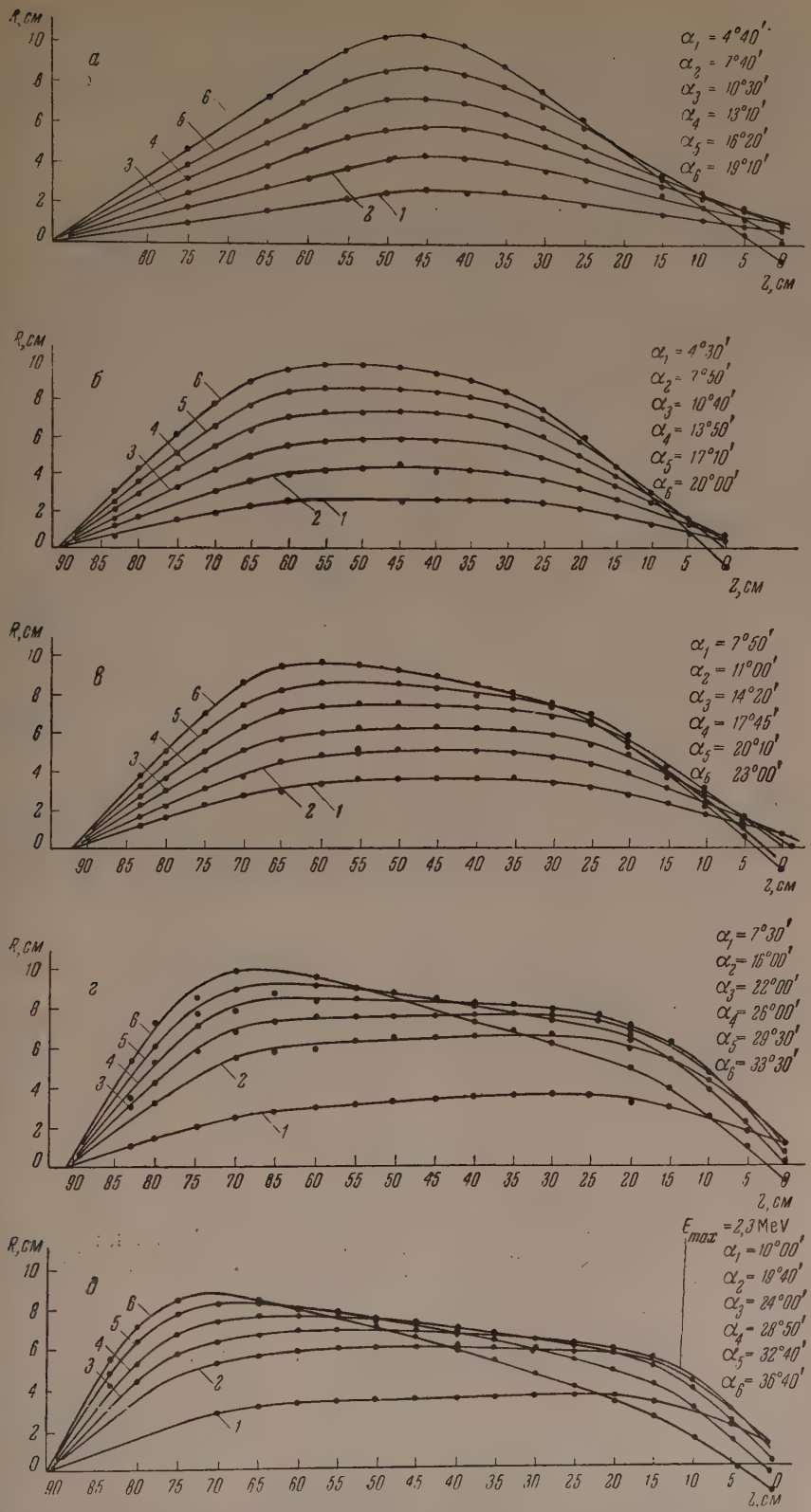


Рис. 4. Траектории электронов в двухлинзовом β-спектрометре при расстоянии между линзами: *а* — 3 см, *б* — 25 см, *в* — 36 см, *г* — 52 см, *д* — 62 см. Значения углов вылета электронов, соответствующие приведенным траекториям, даны на рисунках

жиме работы разрешение спектрометра зависит от точности установки кольцевой диафрагмы. Если кольцевая диафрагма поставлена правильно

$$\eta = \frac{\Delta R_к}{D},$$

где $\Delta R_к$ — ширина кольцевой щели, равная ширине кольцевого изображения, D — дисперсия электронного пучка, равная величине смещения пучка по радиусу при изменении тока фокусировки на 1%.

Величину $\Delta R_к$ можно определить из графиков траекторий, измеряя ширину электронных пучков в месте их наибольшего сужения. Для измерения дисперсии были проведены специальные измерения.

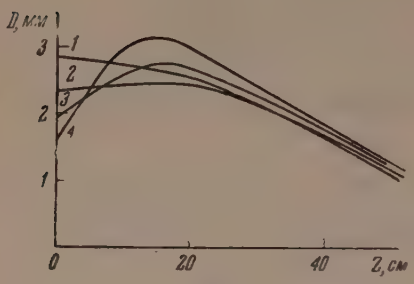


Рис. 5

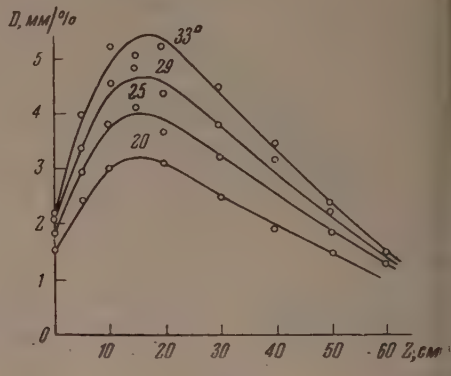


Рис. 6

Рис. 5. Дисперсия электронов, имеющих угол вылета 20°, в зависимости от расстояния от счетчика при расстоянии между линзами: *1*—15 см, *2* — 36 см, *3*—52 см, *4*—62 см

Рис. 6. Дисперсия электронов в спектрометре с линзами, раздвинутыми на 62 см. На кривыми указаны величины углов вылета электронов, при которых производились измерения

2. Измерение дисперсии и определение разрешающей способности

Для измерения дисперсии во входной диафрагме *4* (см. рис. 1) была сделана узкая кольцевая прорезь. Проходящий через нее электронный пучок образовывал на экране светящееся кольцо шириной 0,5 ÷ 2 мм. Зная изменение тока ΔI, вызывающее определенное изменение радиуса кольца ΔR, можно определить величину дисперсии

$$D = \frac{\Delta R}{\Delta I / I}.$$

В связи с сильной зависимостью положения кольцевого изображения от параметров d и α, измерение дисперсии было проведено на различных расстояниях от счетчика для ряда значений α и d.

На рис. 5 приведена зависимость D от Z для различных d при фиксированном $\alpha = 20°$.

Видно, что с раздвижением линз на расстояние, большее 36 см, кривые дисперсии образуют максимум в пределах 15—20 см от счетчика.

Увеличение угла вылета α при неизменном положении линз приводит к возрастанию дисперсии (рис. 6). Зависимость D от α с хорошей степенью точности описывается формулой: $D = C \cdot \alpha$, где C — коэффициент, зависящий от Z и d. Максимальное значение коэффициента $C = 0{,}17$ получено при $d = 62$ см и $Z = 18$ см (здесь α выражается в градусах, D — в мм).

Пользуясь графиками траекторий и дисперсии, можно довольно точно оценить рабочие характеристики спектрометра. Данные, соответствующие лучшему соотношению между ω и η, для некоторых положений линз сведены в таблицу.

d, см	α, град	Z, см	ΔR_k, мм	D, мм	ω, %	η, %	E_{max}, MeV
3	17—13	15	2,5	1,7	1,1	1,4	6,3
25	17—10	6	2,5	2,2	1,4	1,1	4,5
36	20—14	10	2,5	2,3	1,5	1,1	3,8
53	29—22	30	4	3,2	2,8	1,3	2,8
62	29—20	20	4	3,8	3,3	1,1	2,2
62	33—20	27	6,5	3,5	5	1,9	2,2

Приведенные значения η соответствуют идеальному случаю точечного источника. Источник диаметром S мм ухудшит разрешающую способность на величину порядка $\frac{S}{D}\%$.

Для получения хорошего разрешения наиболее желательно использование электронных пучков с большими углами вылета, однако, как видно из графиков траекторий, при значительном раздвижении линз, эти пучки образуют кольцевые изображения при $Z>30$ см, где дисперсия мала. В случае раздвижения линз на 62 см максимум кривой дисперсии выражен наиболее резко и лучшее соотношение между η и ω достигается при использовании электронного пучка с кольцевым изображением в области максимального значения D.

Исследование фокусировки при $d>62$ см не было проведено по конструктивным соображениям, однако можно предполагать, что с раздвижением линз продолжается возрастание дисперсии, в особенности при значениях Z, соответствующих максимуму D. Наряду с дальнейшим уменьшением сферической аберрации и увеличением угла α_{max}, это приведет к улучшению разрешения спектрометра.

Наилучшее соотношение между светосилой и разрешением будет достигнуто при таком расположении линз, когда их центры совпадают с местонахождением источника и детектора. Для спектрометра БМЛ-1 это условие будет выполнено при $d = 76$ см. В этом случае можно будет фокусировать электроны до $E_{max} \approx 1$ MeV.

3. Влияние внешней корректирующей катушки

Сильная зависимость траекторий электронов от формы магнитного поля позволяет производить улучшение фокусирующих свойств спектрометра при помощи относительно небольших корректирущих катушек.

Использование катушек, помещенных внутрь вакуумной камеры, позволяет значительно улучшить разрешение спектрометра [3, 4], однако возможности их применения ограничиваются рядом практических затруднений, связанных с вопросами охлаждения катушек, поддержанием хорошего вакуума в камере спектрометра, со сложностью использования больших телесных углов и т. д. Внешние корректирующие катушки более удобны в эксплуатации и успешно применяются во многих спектрометрах [5, 6].

Для выяснения влияния внешней корректирующей катушки *5* (рис. 1) на фокусировку электронов были проведены измерения с катушкой ϕ 25 см, длиной 30 см, содержащей 1000 витков 2-мм провода при раздвижении линз спектрометра на 62 см.

Величина тока корректирующей катушки $I_{кор}$ измерялась в процентах от тока в линзах $I_л$ и считалась положительной при одинаковом направлении $I_{кор}$ и $I_л$. Оказалось, что поле корректирующей катушки сильно влияет на форму траекторий, не изменяя заметным образом величину дисперсии.

Из сравнения траекторий *а* и *в* (рис. 7) с рис 4, *д* видно, что общее размытие электронного пучка, происходящее за счет сферической аберрации, уменьшается при положительных значениях $I_{кор}$ и увеличивается при

отрицательных. Одновременно при положительных $I_{кор}$ наблюдает некоторое уменьшение ширины кольцевых изображений $\Delta R_к$ и смещение их к счетчику. Это ведет к увеличению дисперсии электронных пучков с большими углами вылета в плоскости кольцевого изображения. Таким образом, введение корректирующего поля дает возможность не уменьшая светосилы, улучшить разрешение спектрометра главным образом за счет увеличения D. Сравнение величин η и ω с приведенными в таблице показало, что при токе $I_{окр} = 3{,}5\%$ разрешение улучшается на 20 %, а при $I_{кор} = 6{,}5\%$ — на 30%.

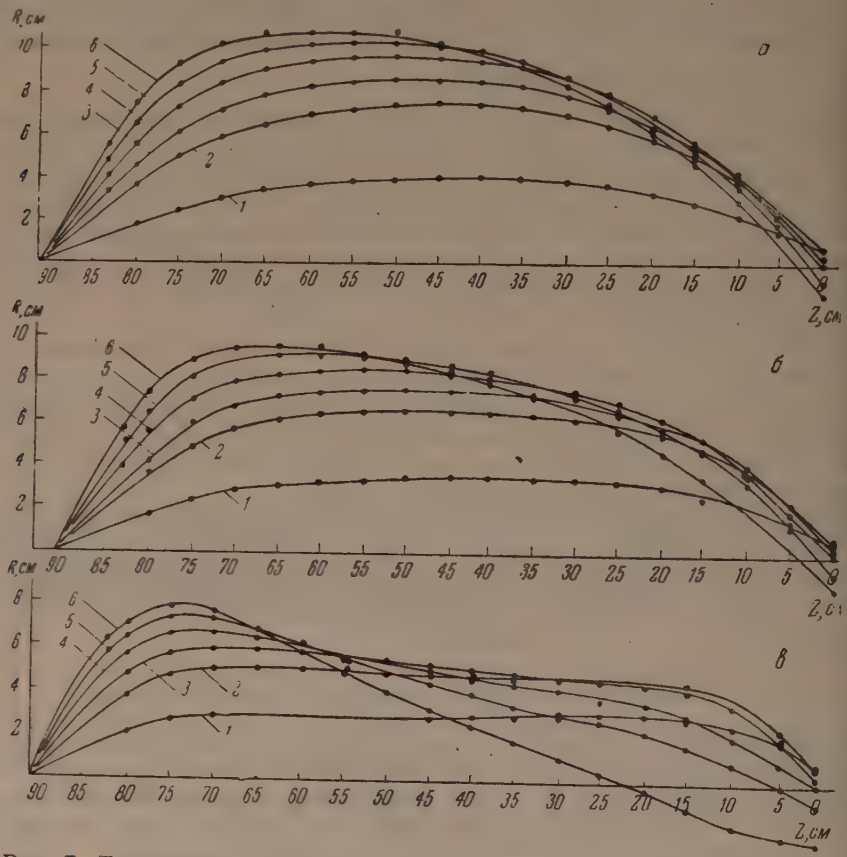


Рис. 7. Траектории электронов в спектрометре с использованием корректирующей катушки. Расстояние между линзами 62 см: $\alpha_1 = 10°00'$, $\alpha_2 = 19°40'$, $\alpha_3 = 24°00'$, $\alpha_4 = 28°50'$, $\alpha_5 = 32°40'$, $\alpha_6 = 36°40'$. Ток корректирующей катушки *а*) + 6,5%, *б*) + 3,5%, *в*) — 6,5%

Однако в последнем случае траектории электронов проходят вплотную к стенке камеры, так как с возрастанием $I_{кор}$ увеличивается удаление электронов от оси.

4. Рабочие характеристики спектрометра

Линзы были установлены на расстоянии $d = 62$ см, корректирующая катушка подключена параллельно линзам, а величина тока в ней была принята равной $I_{кор} = +4\%$.

Специальная схема, собранная по типу моста Уитстона с чувствительным микроамперметром в качестве индикатора, позволяла компенсировать изменение сопротивлений линз и катушки при нагревании.

Исходя из данных, полученных при измерениях с электронной пушкой были изготовлены две системы диафрагм, пропускающие электроны

пучки в телесных углах 5 и 1,8% от 4 π, соответственно, с кольцевыми изображениями в области максимального значения дисперсии. Для более точного определения положения выходных диафрагм были получены фотографии пучков конверсионных электронов *F*-линии ThB.

Установленные в соответствии с результатами фотографии кольцевые диафрагмы имели ширину 10 и 4 мм и находились на расстоянии 15 и 16 см от счетчика для $\omega = 5\%$ и $\omega = 1{,}8\%$ соответственно. Проведенные в этих условиях измерения показали, что при $\omega = 5\%$ с источником $S = 5$ мм было получено разрешение спектрометра $\eta = 3{,}3\%$ (см. приведенные на рис. 8 конверсионные линии Cs^{137}).

Для значения $\omega = 1{,}8\%$ с источником $S = 1{,}5$ мм разрешение $\eta = 1{,}0\%$. В этих условиях был снят спектр Ce^{144}, представленный на рис. 9

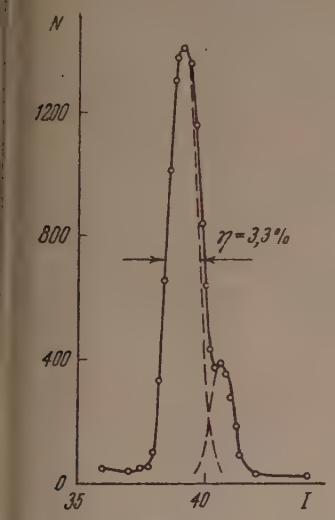


Рис. 8

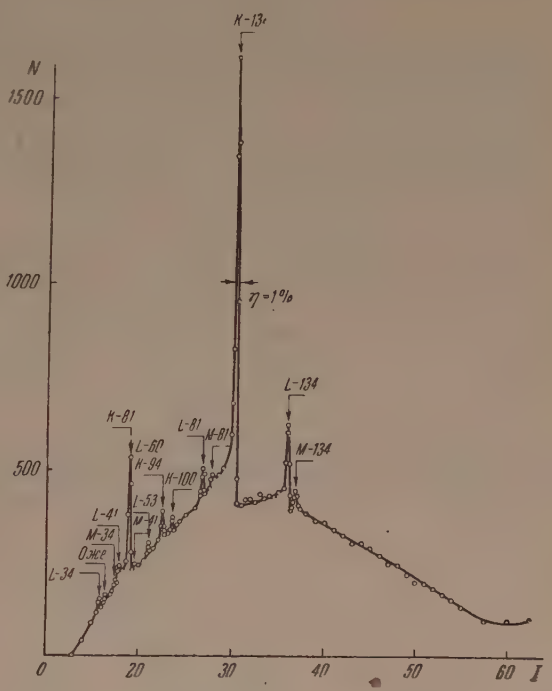


Рис. 9

Рис. 8. Конверсионные линии Cs 137. Измерения были проведены с источником ϕ 5 мм и $\omega = 5\%$

Рис. 9. β-Спектр Ce^{144}, измеренный при $\omega = 1{,}8\%$ с источником ϕ 1,5 мм

Во всех измерениях использовались счетчики с окошком ϕ 20 мм.

Значения η для указанных условий хорошо согласуются со значениями $\eta = 3{,}0\%$ и $\eta = 1{,}0\%$, которые были получены из измерений с электронной пушкой.

В заключение выражаем благодарность студенту А. П. Алексееву и лаборантке Н. И. Ивановой, оказавшим помощь в проведении измерений.

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского гос. университета им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Газиев Я. И., Митрофанов К. П., Шпинель В. С., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 1407 (1956).
2. Rundle G., Ellis T., Griffith T., Tomlinson H., Rev. Sci. Instr., **20**, 869 (1949).
3. Hubert P., Ann. de Phys., 8, 662 (1953).
4. Джелепов Б. С., Но Сен Чан, Тишкин Н. А., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 947 (1956).
5. Bent R., Bonner W., Sippel R., Phys. Rev., 98, 1237 (1955).
6. Nichols R., Pohm A., Talboy J., Jensen Jr. and E., Rev. Sci. Instr., **26**, 580 (1955).

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ и Ф. А. ПРЕДОВСКИЙ

НОВЫЕ ДАННЫЕ О γ-СПЕКТРЕ Sb^{124}

С целью уточнения наших данных [1] об относительных интенсивн стях γ-линий Sb^{124} мы выполнили повторное исследование γ-излучени Sb^{124} на элотроне в новых, более благоприятных, в смысле разрешающе способности и светосилы, условиях [2]. В нашем распоряжении была а тивированная нейтронами металлическая сурьма, весом ~1,5 г и обще активностью ~1,5 Cu. К началу измерений препарат имел 40-дне ную давность приготовления.

Особенно тщательно изучены.

1. Мягкая область γ-спектра $H\rho = 2500 \div 3300$ Gs·см, в которой ран ше, в условиях газового наполнения [1], элотрон не мог достаточно х рошо разделить γ-линии $h\nu = 603$ и 646 keV.

2. Участок $H\rho = 4800 \div 6300$ Gs·см, где мы обнаружили новые, ран неизвестные, γ-линии, интенсивность которых убывала с периодо ~60 дней.

Кривая спектральной чувствительности прибора в новых условиях [позволила уточнить значения относительных интенсивностей всех γ-л ний Sb^{124}.

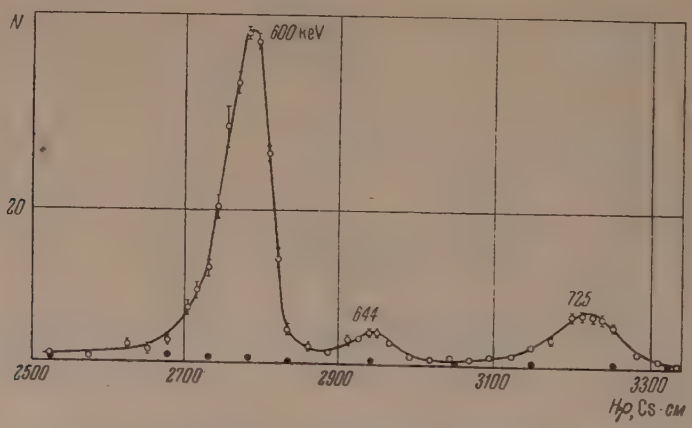


Рис. 1. Экспериментальная кривая участка γ-спектра Sb^{124} ($H\rho = 2500 \div 3300$ Gs·см)

Экспериментальная кривая участка γ-спектра $H\rho = 2500$—3300 Cs·см демонстрируется на рис. 1. Светлыми точками обозначено число совпаде ний в минуту при мишени, находящейся на пучке γ-лучей, черными точ ками — фон прибора, который обусловлен главным образом случайными и космическими совпадениями и рассеянными электронами, выбитыми γ-лучами из стенок прибора. Наблюдены, как и раньше, три γ-линии $h\nu = 603$, 646 и 723 keV. Здесь и далее мы указываем наиболее вероят ные значения энергии, основанные на спектре конверсионных электронов наши значения, согласующиеся с цитированными в пределах 0,5 %, при ведены в табл. 1 и на рисунках. Линия, соответствующая $h\nu \sim 723$ keV на 0,8 % шире ожидаемой в этой области энергий приборной линии. Она

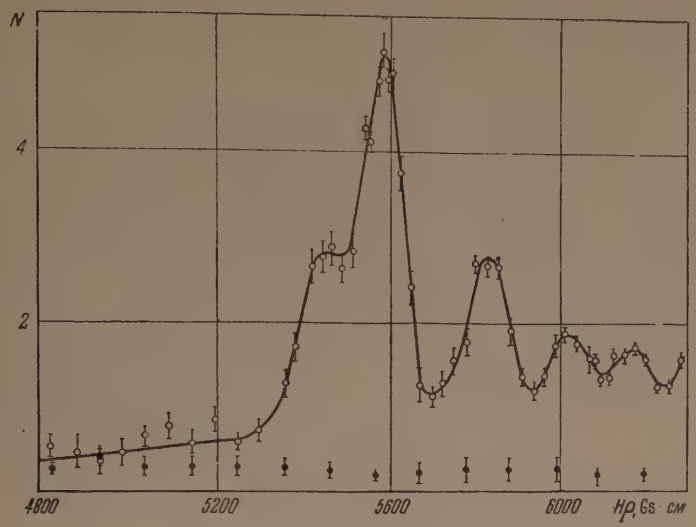


Рис. 2. Экспериментальная кривая участка γ-спектра Sb^{124} ($H\rho = 5200 \div 6300$ Gs·см)

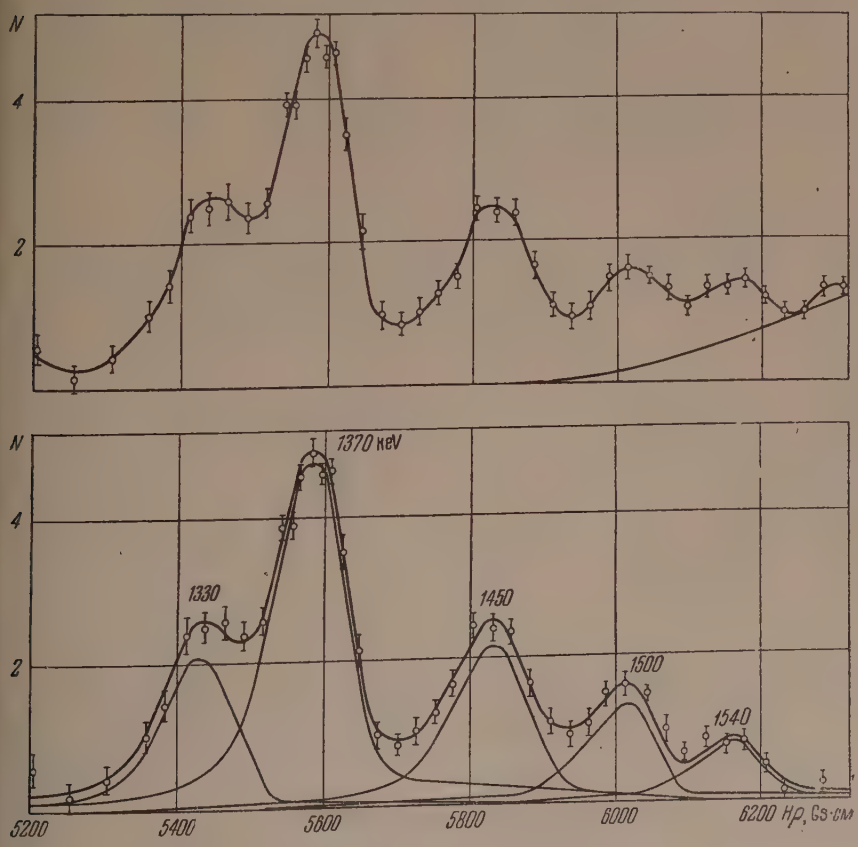


Рис. 3. Разложение участка γ-спектра Sb^{124} ($H\rho = 5200 \div 6300$ Gs•см) на отдельные линии

является результатом наложения γ-линий $h\nu = 714$ и 723 keV, отноше
интенсивностей которых, согласно [3], равно 1,0 : 2,7.

На рис. 2 изображен участок γ-спектра $H\rho = 5200$—6300 Gs·см,
положенный перед левым спадом интенсивной γ-линии $h\nu = 1692$ k
Разложение этого участка на отдельные компоненты иллюстрирует ри
Вверху показана экспериментальная кривая с вычетом фона; тонкой
нией ограничена доля спектра, соответствующая левому спаду интен
ной γ-линии $h\nu = 1692$ keV. На нижнем рисунке точками обозначен
ток спектра после исключения этого спада, в который наилучшим обра
вписаны линии, соответствующие $h\nu = 1330$, 1370, 1450, 1500 и 1540 k
Разделение линий теперь лучше, чем в [1]. Следует отметить, что полу
рина γ-линии $h\nu = 1370$ keV значительно превосходит (на 0,3—0,4
приборную полуширину линий в этой области. Такое уширение связ
с тем, что эта линия является результатом наложения эффектов от γ-ли
1361 и 1370 keV [3]. Линии $h\nu = 1442$ и 1525 keV были найдены в п
шествующем исследовании Sb^{124} на электроне [1]; теперь вторая из
расщепилась, и положение и интенсивность линий уточнены.

Повторное исследование этого участка через полтора месяца показ
что число совпадений на вершинах линий уменьшилось в соответст
с периодом полураспада Sb^{124}.

Таблиц

Относительные интенсивности и мультипольности γ-переходов

Принятое значение $h\nu$, keV	Наши данные		Относительная интенсивность K-конверсионной линии [3]	Экспериментальное значение $\alpha_K \cdot 10^3$	Теоретическое значение $\alpha_K \cdot 10^3$ [4]					Предполагаемая мультипольность	
	$h\nu$, keV	относительная интенсивность			E1	E2	E3	M1	M2		
603±1	600	197±10	100	4,27	1,5	4,27	10,5	5,24	15,5	E2*	9
646±1	644	15±1	7,4	4,21	1,29	3,54	8,50	4,46	12,9	M1	
714±2	725	27±2**	2,6	2,92**	1,05	2,76	6,31	3,46	9,55	E2, E2 + M1	
723±1			7,8	3,26**	1,02	2,69	6,03	3,39	9,33	M1	1
970±2	967	5,0±0,8	0,6	1,03	0,56	1,35	2,82	1,70	4,26	E1 + E2	
1047±3	1048	4,8±0,8									
1298±4											
1326±4	1330	4,6±0,4									
1361±4	1370	9,2±0,6									
1370±4											
1450±14	1450	4,1±0,4									
1505±15	1505	2,2±0,3									
1540±16	1540	1,2±0,3									
1692±2	1700	100	2,9	0,24	0,21	0,42	0,80	0,49	1,05	E1	5
2088±4	2090	13,0±2,0	—	—	—	—	—	—	—	—	

В табл. 1 приведены уточненные значения относительных интенсив
стей γ-линий, а также мультипольности некоторых γ-переходов, выч
ленные нами на основании наших данных об интенсивности γ-ли
и данных Золотавина и др. [3] об относительных интенсивност
K-конверсионных линий Sb^{124}. Две шкалы относительных интенсив
стей совмещены в предположении, что γ-линия $h\nu = 603$ keV, со
ветствующая переходу с первого возбужденного уровня Te^{124}, являе
чистой электрически-квадрупольной. Погрешность в оценке относите
ных интенсивностей, указанная в таблице, определяется неточност

* По нормировке.
** С учетом отношения интенсивностей γ-линий по [3].

ведения кривой спектральной чувствительности (~5 % [2]), статистической погрешностью измерений и неточностью разложения спектра компоненты.

О расположении уровней Te^{124}

Схема распада $Sb^{124} \rightarrow Te^{124}$, основанная на всей совокупности данных, собранных до мая 1956 г., приведена в [3] и [5] и воспроизведена рис. 4 с небольшими уточнениями в энергии уровней 603, 1319, 1960, 283 и 2693. Последние имеют здесь энергию 603, 1326, 1972, 295 и 2691 keV. Наблюдавшиеся нами и Золотавиным γ-линии $h\nu = 603$, 46, 714, 723, 970, 1326, 1361, 1370, 1692 и 2088 keV, как и прежде,

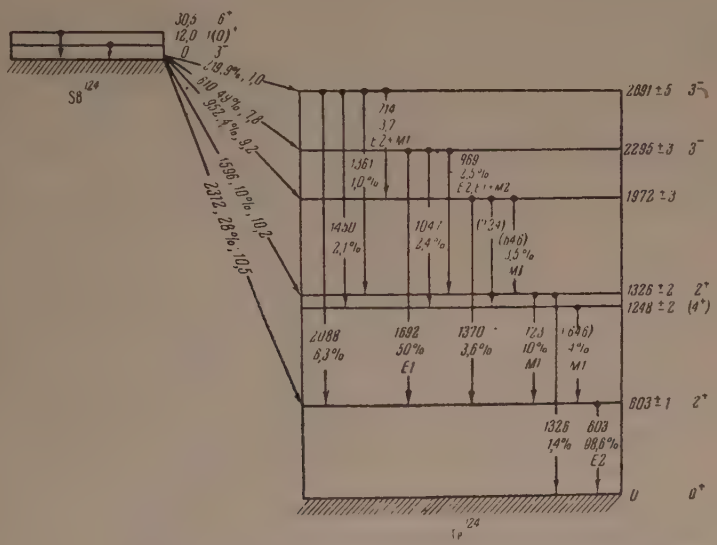


Рис. 4. Схема распада Sb^{124}. Значение энергий β-компонент, γ-линий и уровней возбуждения Te^{124} и интенсивности β-компонент усреднены по всем имеющимся в литературе данным. Относительные интенсивности и мультипольности γ-переходов получены по нашим данным

хорошо укладываются в схему рис. 4. Слабые линии $h\nu = 1047$, 1298, 1450, 1505 и 1540 keV не соответствуют разностям между указанными уровнями и для их размещения необходимы дополнительные уровни.

Анализируя разности энергии между не помещенными в схему линиями, можно найти приблизительное равенство $1450 - 1047 = 403 \approx 2691 - 2295 = 396$, которое позволяет уложить две линии $h\nu = 1047$ и 1450 keV, введя один дополнительный уровень с $E^* = 1248 \pm 2$ keV.

Введение такого уровня создаст возможность нового расположения линий $h\nu = 646$ и 723 keV, так как $1972 - 1248 = 724$ keV и $1248 - 603 = 645$ keV.

Возникает вопрос: не являются ли эти линии близкими дублетами? Ответ на этот вопрос могло бы дать специальное изучение соответствующих конверсионных линий на приборе с высокой разрешающей способностью.

О мультипольности переходов

Вытекающая из табл. 1 мультипольность линии $h\nu = 1692$ keV $E1$ подтверждает заключения, сделанные ранее [3, 5]. Можно считать достоверным, что уровни 603 и 2295 keV имеют характеристики 2^+ и 3^-. Характеристики других уровней менее определенны, отчасти из-за неопределен-

ности, связанной с воможностью дублетного строения линий $h\nu =$ и 723 keV. Сравнение с другими четно-четными ядрами показывает, двухквантовое колебательное возбуждение Te^{124} должно образовыв триплет $0^+2^+4^+$ в районе 1320 keV ($E_2^*/E_1^* \approx 2{,}2$). Из этих трех возмо ностей уровню 1326 keV следует приписать характеристики 2^+, так к а) наблюдается переход $1326 \rightarrow 0$ и б) переход $2295 \rightarrow 1326$ (лин $h\nu = 969$ keV) типа $E1 + M2$.

Данные о линиях 646, 1047 и 1450 keV делают вероятным вывод, чт уровень 1248 keV типа 4^+.

Баланс интенсивностей

Если уровни 1248 и 1326 keV имеют характеристики 4^+ и 2^+ и прин лежат одному триплету, то вероятность β-распада Sb^{124} (основное сост ние которого типа 3^-) на эти уровни должна быть почти одинаков

Таблица 2

Баланс интенсивностей для различных уровней Te^{124}

Энергия уровня, keV	Приходит на уровень	Уходит с уровня
603	+101,9 %	—98,6 %
1248	+9,5 %	—4,0 %
1326	+12,0 %	—11,4 %
1972	+7,7 %	—7,1 %
2295	+49 %	—54,9 %
2691	+9,0 %	—13,1 %

Примем, что на каждый уровень п ходит 5% распадов. Тогда баланс тенсивностей по всем уровням выг дит так (табл. 2).

Расхождения составляют в средн 3%, а в одном случае достигают 6 распадов.

Для высших уровней баланс мож не сходиться из-за неточного, определ ния интенсивности мягких компоне β-спектра, в связи с незнанием их т ной формы. Однако для низшего уров 603 keV баланс, в основном, определяе ся соотношением интенсивностей γ-л ний $h\nu = 603$ и 1692 keV.

Неточность экспериментального определения этого соотношения сих пор лимитирует балансирование уровня 603 keV.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б., Жуковский Н., Недовесов В., Учева кин И., Чумин В., Изв. АН СССР, Серия физич., 20, 925 (1956).
2. Джелепов Б., Жуковский Н., Недовесов В., Щукин Изв. АН. СССР, Серия физич., 21, 966 (1957).
3. Золотавин А., Григорьев Е., Аброян М., Изв. АН СССР, С рия физич., 20, 289 (1956).
4. Слив Л., Банд И., Таблицы коэффициентов конверсии гамма-излучения. Изд. АН СССР, М.— Л., 1956.
5. Metzger F., Phys Rev., 93, 253 (1954).
6. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схема распада радиоактивных изотопов. Изд. АН СССР, 1957

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. В. ГРОШЕВ, А. М. ДЕМИДОВ и В. А. НАЙДЕНОВ

СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ЗАХВАТЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ САМАРИЯ, КАДМИЯ И ГАДОЛИНИЯ

Спектры электронов внутренней конверсии, возникающих в реакции n, γ, изучались в трех работах: 1) Мюльхауз и Гибдон [1] исследовали спектры для ядер Cd, Sm, Gd, Dy и Hg при помощи спектрометра типа Даниша с фоторегистрацией; 2) Чорч и Гольдгабер проделали аналогичную работу для Gd [2], 3) Мотц изучал при помощи линзового спектрометра [3] спектр электронов внутренней конверсии для случая реакции Cd^{113} $(n\gamma)$ Cd^{114}.

Мы использовали для этой же цели магнитный спектрометр с электрической регистрацией электронов далеко отстоящими счетчиками, включенными в схему совпадений. Этот спектрометр обычно используется нами для измерения спектров γ-лучей, испускаемых ядрами при захвате тепловых нейтронов, по электронам отдачи [4]. Необходимо указать, что данный прибор не является наилучшим для исследования электронов внутренней конверсии, так как обладает относительно малой светосилой для такого рода спектрометров при невысоком разрешении. Работа была поставлена для выяснения возможности изучения таких спектров при использовании вышеуказанной регистрации электронов с целью применения ее в специальном приборе.

Методика измерений

Методика измерений и аппаратура описаны в работе [4]. Единственное отличие заключалось в том, что нейтроны из одного из каналов реак-

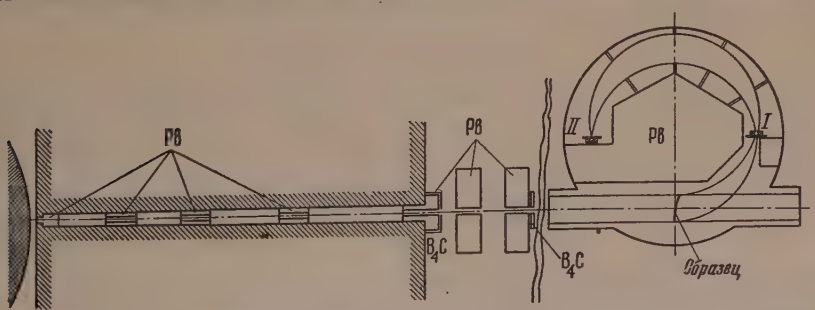


Рис. 1. Схема опыта при измерении спектров электронов внутренней конверсии в реакции n, γ

тора РТФ (реактор физико-технический) проходили непосредственно в камеру спектрометра и падали на исследуемый образец (площадь 3×4 см^2). Вылетающие из образца электроны внутренней конверсии (образец (см. [4] и рис. 1) ставился вместо радиатора) регистрировались двумя счетчиками, включенными в схему совпадений. Необходимо отметить относительно большие одиночные загрузки счетчиков из-за наличия вблизи них

образца — источника γ-лучей. При разрешающем времени схемы совпадений $\tau = 0{,}5 \cdot 10^{-6}$ сек счет случайных совпадений составлял 3–4 импульса за 5 мин. Фон от γ-лучей, идущих из реактора и выбивавших электроны из образца, не превышал 2—3 совпадений за 5 мин.

Рассеяние и торможение электронов в самих образцах не позволяют делать их толще, чем 1—2 мг см$^{-2}$. При энергиях электронов, меньших 150 keV, даже такие толщины приводят к некоторому уширению линий. На величинах площадей пиков эти эффекты сказываются меньше. Исследование в спектре образца Gd линии с энергией 130 keV при толщинах образца 0,78 мг см$^{-2}$ и 0,31 мг см$^{-2}$ показало, что площадь пика в этой области толщин растет еще линейно с толщиной образца.

Ограничения, налагаемые на толщину образца, позволяют при наших потоках нейтронов и данной светосиле прибора вести измерения лишь для сильно захватывающих изотопов с сечением порядка 1000 барн и более.

В табл. 1 приведены данные об образцах Sm_2O_3, Cd и Gd_2O_3. В предпоследнем столбце таблицы даны плотности образцов в мг см$^{-2}$, а в последнем — процент поглощенных нейтронов.

Таблица 1

Образец	Захватывающий изотоп	Содержание изотопа, %	Вклад изотопа в сечение*, %	σ, барны на атом естественной смеси	Плотность образца, мг/см^2	Поглощение нейтронов в образцах, %
Sm_2O_3	Sm^{149}	13,8	100	9200±350	1,25	2,8
Cd	Cd^{113}	12,3	100	2400±200	2,3	2,9
Gd_2O_3	Gd^{155}	14,8	30	44000±2000	0,78	12,9
	Gd^{157}	15,7	70			

Образцы Sm_2O_3 и Gd_2O_3 получались осаждением порошкообразной взвеси этих окислов в спирте на алюминиевую подложку толщиной 10 μ. Образец кадмия получался при помощи термического распыления металла в вакууме на такую же подложку.

γ-Лучи от захвата тепловых нейтронов образцом могут выбивать фотоэлектроны из образца, которые будут иметь энергию ту же, что и электроны внутренней конверсии. Оценка показала, что вклад фотоэлектронов в конверсионные пики не превышал 1% для наших образцов.

Результаты измерений

Спектры конверсионных электронов Sm_2O_3, Cd и Gd_2O_3 представлены на рис. 2, 3 и 4 соответственно. Полуширина пиков составляла 1,6 % при энергиях электронов выше 150 keV.

В табл. 2 приведены полученные данные для энергий и мультипольностей переходов в исследованных ядрах. Определение мультипольностей производилось путем сравнения (табл. 2) отношений площадей K- и L-конверсионных линий — $\left(\frac{\alpha_K}{\alpha_L}\right)$ экспериментальных с теоретическими отношениями, найденными интерполяцией данных Розе [5].

Мультипольности переходов были установлены и другим способом, а именно путем определения коэффициента конверсии на K-оболочке (α_K) экспериментального и сопоставления его с теоретическими расчетами Слива [6]. Из сравнения площадей K-пиков, принадлежащих одному и тому же изотопу (или различным изотопам), можно определить коэффициенты конверсии на K-оболочке различных γ-переходов, если для одного из них он известен. В качестве последнего был выбран переход в Sm^{150}

* Сечение захвата тепловых нейтронов естественной смесью изотопов.

$E_\gamma = 337$ keV, для которого коэффициент конверсии принимался равным теоретическому.

Площади K-пиков, приведенные к равным интервалам $H\rho$, пропорциональны числу поглощенных нейтронов, интенсивностям γ-переходов в числах γ-переходов на один захват нейтрона—I (для случая Sm и Cd были

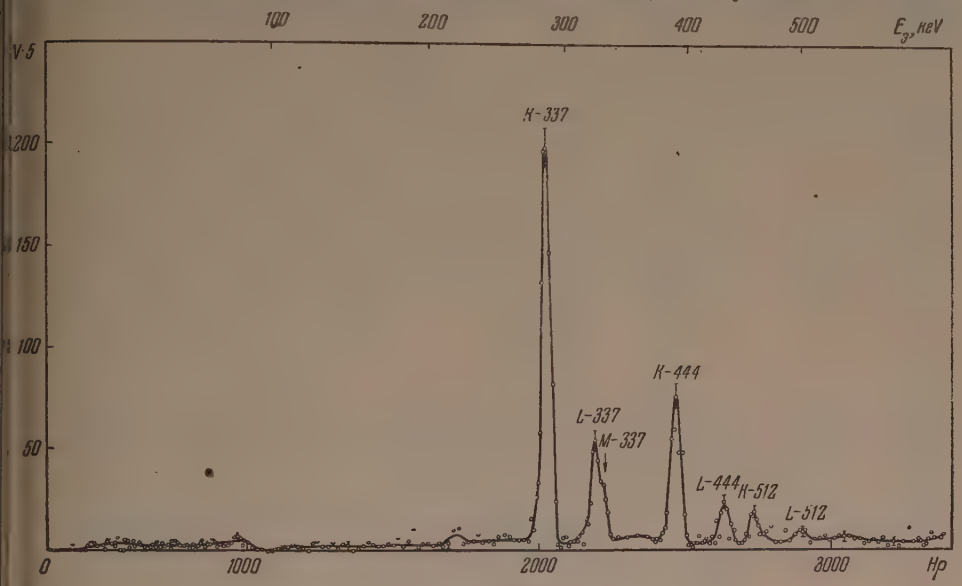


Рис. 2. Спектр конверсионных электронов Sm^{150}

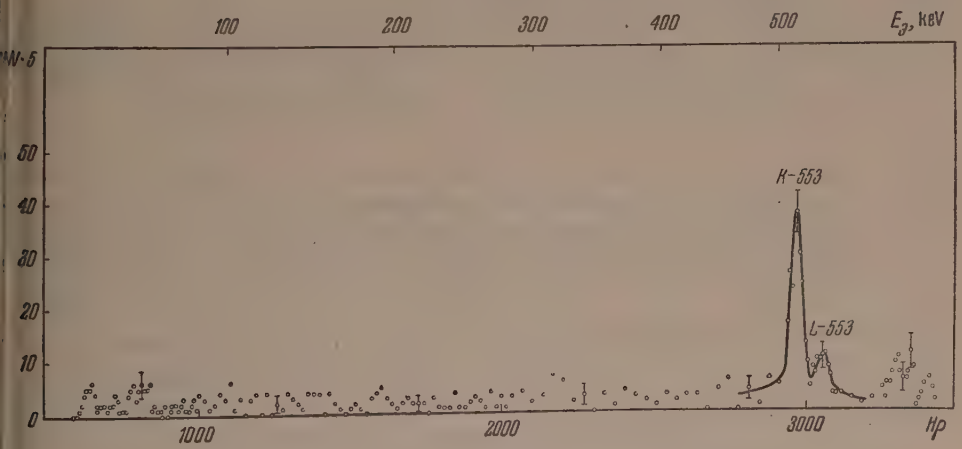


Рис. 3. Спектр конверсионных электронов Cd^{114}

взяты из работы [4]), коэффициентам конверсии на K-оболочке и некоторому множителю δ, учитывающему эффекты рассеяния электронов в образце и в первом счетчике:

$$S \sim q_\sigma I \alpha_K \delta.$$

При таком методе определения коэффициентов конверсии необходимо знать указанные интенсивности, а при сравнении K-пиков, принадлежащих различным изотопам, поперечные сечения захвата тепловых нейтронов и количество ядер в образцах ($\sigma(Sm^{149})$ принималось равным $66200 \pm \pm 2500$ барн (см. [7])).

Множитель δ можно разбить на две части $\delta = \delta_1 \cdot \delta_2$, причем δ_1 буд
учитывать эффекты рассеяния электронов в образце, а δ_2 в первом счетчик
Множитель δ_1 принимался нами равным единице для энергий электрон

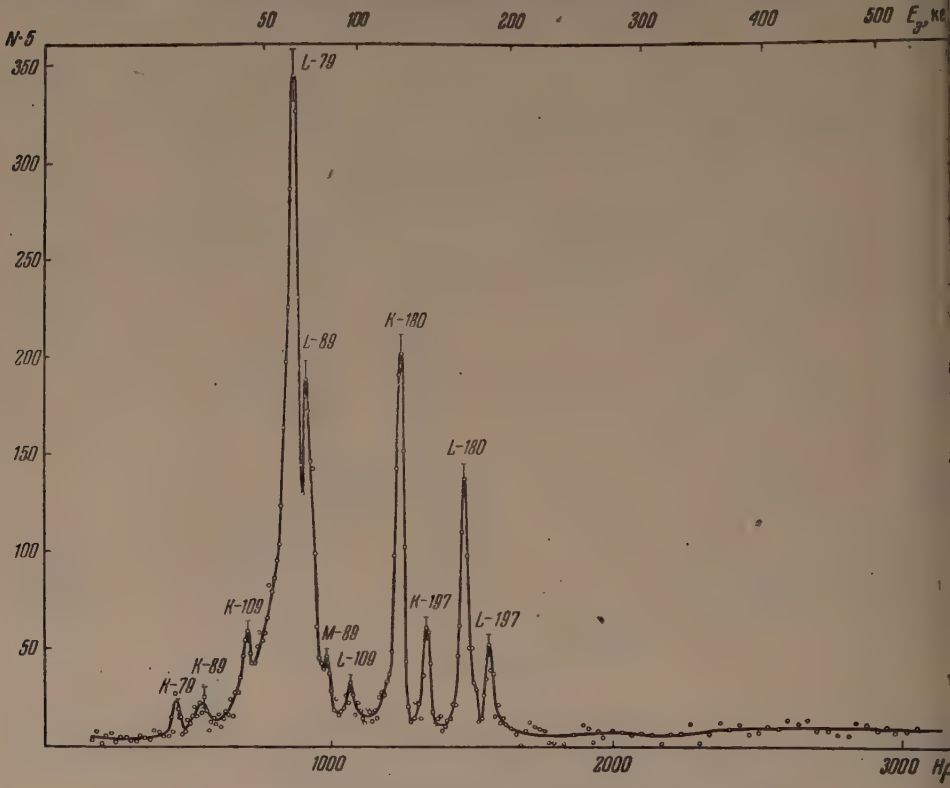


Рис. 4. Спектр конверсионных электронов Gd ^{156} и Gd^{158}

выше 100 keV, исходя из вышеуказанных опытов с различными толщинам
Gd. Для множителя δ_2 производился расчет с некоторыми приближениям
Наибольший эффект из-за учета этого множителя для энергий электрон
выше 100 keV составлял ~15%. Для более точного учета влияния прохо

Таблица 2

Изотоп	I*, %	E_γ, keV	$\left(\frac{\alpha_K}{\alpha_L}\right)_{эксп}$	$\left(\frac{\alpha_K}{\alpha_L}\right)_{теор.}$ E1	E2	E3	M1	M2	$(\alpha_K)_{эксп}$	$(\alpha_K)_{теор.}$ E1	E2	E3	M1	M2
Sm^{150}	38	337±4	4,1±0,5	~8	~4,2	~2,5	~7,5	~6	—	—	3,2*** (−2)	—	—	—
	33	444±4	4,8±1,5**	~8	~5,4	~3,5	~7,5	~6	1,3±0,5 (−2)	5,1 (−3)	1,2 (−2)	4,2 (−2)	2,5 (−2)	8,8 (−2)
Cd^{144}	42	553±4	6,0±1**	~8	~6,5	~5	~8	~8	5,5±2,5 (−3)	1,4 (−3)	4,5 (−3)	1,18 (−2)	4,6 (−3)	1,48 (−2)
Gd^{156}	—	89±2												
	—	197±3	1,6±0,5**	~7	~2	~1	~7	~5						
Gd^{158}	—	79±2												
	—	180±2	1,7±0,3	~7	~2	~1	~7	~5						
Gd	—	109±5												
Hg^{200}	20	368±5												
Dy^{165}	—	~106												

* I — интенсивность γ-перехода] ядра на один захват нейтрона.

** $\frac{\alpha_K}{\alpha_L + \alpha_M}$.

*** В скобках везде — степень, в которую нужно возвести 10.

ного счетчика на вероятность регистрации электронов необходимо находить зависимость δ_2 (E) экспериментально.

При энергиях электронов ниже 100 keV наблюдалось, помимо эффекта уширения линий, также значительное уменьшение коэффициента δ_2. Нахождение интенсивностей линий становилось ненадежным, и поэтому определение мультипольностей для пиков с энергией электронов меньше 100 keV нами не производилось.

Мультипольности определялись для переходов с энергиями 337 и 444 keV у Sm^{150}, 553 keV у Cd^{114}, 197 keV у Gd^{156} и 180 keV у Gd^{158}. Для всех этих переходов можно предположить, что они являются переходами типа $E2$. Этот вывод находится в согласии с результатами других работ [1—3].

Поскольку, однако, неопределенность в теоретических значениях отношений коэффициентов конверсии точно неизвестна, то наши результаты не исключают характеристику $E3$ для переходов с энергией 197 keV в Gd^{156} и 180 keV в Gd^{158}. Поэтому указанные в табл. 2 характеристики этих переходов — $E2$ — даны в скобках.

Примечания

1. В спектре образца Sm_2O_3 (см. рис. 2) проявились конверсионные линии, соответствующие энергии γ-лучей $E_\gamma = 512 \pm 4$ keV, которые возникают из-за фотоэффекта аннигиляционных квантов, идущих из канала реактора, на атомах образца.

2. Гибдон и Мюльхауз [1] наблюдали в спектре Cd^{114} переход с энергией 97 keV, что соответствует энергии K-электронов 70 keV. Статистика наших измерений в области этой энергии не позволяет четко выделить пики.

При энергиях электронов $\sim$ 630 keV в спектре Cd намечаются пики конверсионных электронов от перехода с энергией 0,660 keV [3, 4]. Из-за малой светосилы прибора эти пики четко выделить не удалось.

3. При идентификации конверсионных линий в спектре Gd (см. рис. 3) к излучающему изотопу (см. табл. 2) использовались данные по кулоновскому возбуждению разделенных изотопов гадолиния [8, 9]. Малоинтенсивный переход с энергией 109 keV остался неидентифицированным.

4. Предварительные измерения электронов внутренней конверсии, испускаемых при захвате тепловых нейтронов ядрами Dy и Hg, показывают наличие изомерного перехода с энергией $\sim$ 106 keV и с $T_{1/2}$ $\sim$1 мин в Dy^{165} и γ-перехода с энергией 368 $\pm$ $\pm$5 keV в Hg^{200}.

Цитированная литература

1. Hibdon C. T., Muelhause G. O., Phyx. Rev., 88, 943 (1952).
2. Church E. L., Goldhaber M., Phys. Rev., 95, 626 A (1954).
3. Motz H. T., Phys. Rev., 104, 1353 (1956).
4. Грошев Л. В., Адьясевич Б. П., Демидов А. М., Физические исследования. (Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии.) стр. 252.— Изд. АН СССР, 1955, а также Доклад на сессии АН СССР — июль 1955.
5. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy.— Amsterdam, 1955.
6. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения, ч. I.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1956.
7. Melaika E. A., Parker M. I., Petruska I. A., Tomlinson R. H. Canadian. J. Chem., 33, 830 (1955).
8. Heydenburg N. P., Temmer G. M., Phys. Rev., 100, 150 (1955).
9. Huus T., Bierregard, B. Elbeck, Kong. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 30, 17 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Г. М. ГОРОДИНСКИЙ, А. Н. МУРИН, В. Н. ПОКРОВСКИЙ
и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

О НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПАХ РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ РЕАКЦИИ ГЛУБОКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ Ta ПРОТОНАМИ ЭНЕРГИИ 660 MeV

СООБЩЕНИЕ II*

Элементы группы редких земель выделялись из танталовой мишени, облученной на синхроциклотроне ОИЯИ быстрыми протонами энергией 660 MeV, и разделялись хроматографически. Результаты изучения изотопов с массовыми числами от $A = 173$ до $A = 165$, а также некоторые методические вопросы, были изложены в предыдущем сообщении [1]. В этой статье мы остановимся на изотопах с A от 160 до 134. Пропуски в массовых числах объясняются тем, что среди продуктов реакции не было обнаружено соответствующих изотопов с доступными для наблюдения периодами полураспада.

$A = 160$. Наблюденные изотопы Er и Ho с массовым числом 160 образуют генетическую цепочку (рис. 1). Распад Er^{160}, согласно [2], не сопровождается испусканием γ-квантов. Этот факт был подтвержден нами. Таким образом, распад Er^{160} идет непосредственно на основной и изомерный уровни Ho^{160}. Существование изомера Ho^{160m}, ($T_{1/2} = 5$ час) было окончательно установлено в [3], причем энергия перехода, имеющего электрический характер, составляет 60 keV.

Для определения относительных вероятностей переходов на изомерный и основной уровни Ho^{160} был поставлен следующий опыт. Образец Er^{160} хроматографически очищался от дочерних элементов. Мы наблюдали за интенсивностью γ-линий, соответствующих переходам между уровнями Dy^{160}. Интенсивности этих линий сначала росли по мере накопления $Ho^{160} + Ho^{160m}$, а затем убывали с периодом полураспада, равным периоду материнского вещества Er^{160}. Для измерений были выбраны наиболее интенсивные линии 86 и 198 keV (см. рис. 1). Измерения начались спустя 1—2 мин после очистки Er^{160} и производились непрерывно в течение 2 час, причем каждое измерение длилось 12 мин. После этого промежутки между измерениями были увеличены. В общей сложности измерения производились в течение 5 дней.

На рис. 2 приведены результаты измерений за первые 12 час для линии 86 keV (линия 198 keV дает такую же картину).

Для удобства показан только начальный участок кривой. Экспонента с $T_{1/2} = 30$ час получена из экстраполяции данных опыта, не показанных на рисунке, остальные экспоненты — из разложения. Легко показать, что общее аналитическое выражение для изменения интенсивности подобной кривой должно быть представлено формулой вида:

$$I = Ae^{-\lambda_1 t} + Be^{-\lambda_2 t} + Ce^{-\lambda_3 t},$$

где

$$A = \alpha(1-\beta)\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1} + (1-\alpha)\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_3-\lambda_1} + \alpha\beta\frac{\lambda_1\lambda_2\lambda_3}{(\lambda_1-\lambda_2)(\lambda_3-\lambda_2)},$$

* Сообщение I см. в № 7 Известий АН СССР, Серия физическая за 1957 г.

$$B = \alpha(1-\beta)\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1-\lambda_2} + \alpha\beta\frac{\lambda_1\lambda_2\lambda_3}{(\lambda_1-\lambda_2)(\lambda_3-\lambda_2)},$$

$$C = (1-\alpha)\frac{\lambda_1\lambda_3}{\lambda_1-\lambda_3} + \alpha\beta\frac{\lambda_1\lambda_2\lambda_3}{(\lambda_1-\lambda_3)(\lambda_2-\lambda_3)}.$$

Здесь α — доля распада Er^{160} ($T_1 = 29{,}4$ час), приводящая к образованию Ho^{160m} ($T_2 = 5$ час); $(1-\alpha)$ — доля распада на основное состояние Ho^{160} ($T_3 = 22$ мин); β — доля изомерных переходов в распаде Ho^{160m} ($Ho^{160m} \xrightarrow{\text{ип}} Ho^{160}$); $(1-\beta)$ — доля распадов изомерного состояния Ho^{160m} на уровни диспрозия ($Ho^{160m} \to Dy^{160}$); $\lambda_i = \frac{0{,}693}{T_i}$.

Из разложения кривой рис. 2 мы получили 3 экспоненты с периодами 30 час (Er^{160}, $T_{1/2} = 29{,}4$ час), 5 час (Ho^{160m}, $T_{1/2} = 5$ час) и 33 мин

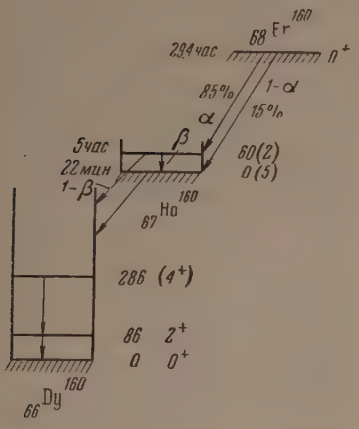


Рис. 1

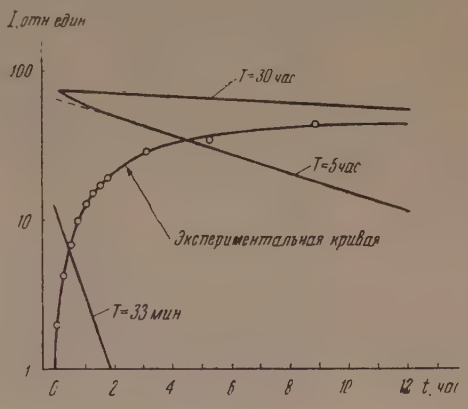


Рис. 2

Рис. 1. Схема распада для $A = 160$

Рис. 2. Рост интенсивности γ-линии 86 keV в образце Er^{160}, хроматографически очищенном от Ho^{160} (кривая, проведенная по экспериментальным точкам О на оси t, соответствует моменту начала измерений)

(Ho^{160}, $T_{1/2} = 22{,}5$ мин). Завышенное значение последнего периода объясняется, очевидно, трудностями разложения. Разложение кривой рис. 2 позволяет также найти величины A, B и C, т. е. вычислить величины α и β. Для α мы получаем значение 0,85. Это означает, что около 15 % распадов Er^{160} идет на основной уровень Ho^{160}. Эта оценка не очень точна, но возможная ошибка вряд ли превышает 8 % ($1-\alpha = 15 \pm 8\%$). При самых крайних допущениях доля распада на изомерный уровень не выходит за пределы 76 — 92 %.

Наличие заметной доли распада на основной уровень Ho^{160} представляется несколько странным, поскольку спин этого уровня, видимо, равен 5. Действительно, согласно [4], спин нечетно-нечетного ядра $_{67}Ho^{160}_{93}$ равен $(\Omega_p \pm \Omega_n$, где Ω_p, Ω_n — моменты, связанные с нечетным протоном или нейтроном соответственно.

В нашем случае $\Omega_p = \frac{7^-}{2}$ (спин $_{67}Ho^{161}_{94}$, см. [5]), $\Omega_n = \frac{3^-}{2}$ (спин $_{64}Gd^{157}_{93}$, см. [6]), т. е. Ho^{160} может иметь спин 2 или 5, но спин 2 следует приписать изомерному уровню, так как на него происходит основная доля распада Er^{160}. γ-Спектр $Ho^{160m} + Ho^{160}$ состоит из линий 86, 198, 300, 525, 650, 730, 880, 965 keV и сомнительной линии ~ 400 keV. В наших измерениях не проявлялась γ-линия 60 keV, возникающая при изомерном переходе $Ho^{160m} \to Ho^{160}$, так как интенсивность ее невелика (пере-

ход сильно конвертирован) и она не разрешается от интенсивного рентгеновского излучения Dy (45 keV). Наши данные о спектре Ho^{160} согласуются с [2]. Правда, там не приводятся γ-линии 300 и 525 keV более слабые, чем остальные. Заметим, что линия 525 keV, видимо, двойная.

Имеющихся данных пока недостаточно для составления схемы уровней Dy^{160}, и мы ограничимся указанием, что линии 86 и 198 keV образуют, очевидно, обычную ротационную полосу четно-четного ядра Dy^{160}.

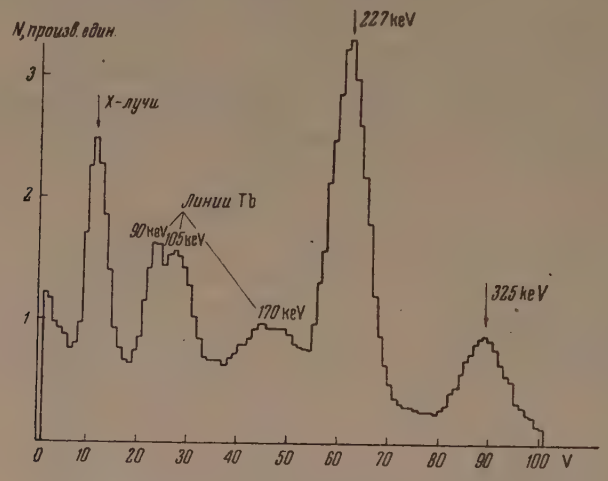


Рис. 3. γ-Спектр фракции Dy, изображенный в виде гистограммы. Каждая «ступенька» соответствует 1 V. Рентгеновское излучение ослаблено фильтром из 0,3 мм Cu + 0,15 мм Sn. В мягкой области спектра видны линии Tb, накопившегося к моменту измерения в препарате Dy

Отметим, кроме того, что более высокие γ-линии не укладываются в схему уровней Dy, приведенную в [7].

$A = 159$. Был выделен среди других долгоживущий изотоп Dy^{159} ($T_{1/2} = 134$ дн.), который не испускает γ-лучей, как это и сообщалось в литературе [5].

$A = 157$. Во фракции Dy (очищенного от Y) была обнаружена активность, спадавшая с $T_{1/2} = 8{,}5$ час. Согласно [8], она была приписана Dy^{157} ($T = 8{,}2$ час). γ-Спектр Dy^{157} состоит из линии 325 keV также в полном согласии с [8]. Заметим, что в [5] Dy^{157} ошибочно приписана еще и линия 177 keV, хотя в оригинальной статье [8] говорится, что это комптоновский пик от квантов энергии 325 keV.

$A = 156$. Во фракции Tb возможно присутствие изотопа Tb^{156} (см. ниже $A = 155$).

$A = 155$. В γ-спектре фракции Dy очень отчетливо обнаружилась линия 227 keV (см. рис. 3, который также иллюстрирует одну из применявшихся нами методик — запись γ-спектра на самописец при автоматической съемке), интенсивность которой падала с $T_{1/2} = 10$ час.

Далее было обнаружено, что в результате распада изотопа Dy с $T_{1/2} = 10$ час образуется Tb, период полураспада которого составляет ~ 5 дн. Это было установлено как с помощью хроматографического выделения Tb из фракции Dy, так и наблюдением за возрастанием интенсивности линий Tb в γ-спектре фракции Dy.

Согласно [5, 9] $T_{1/2} \sim 5$ дн. мог бы принадлежать Tb^{156} или Tb^{153}. Заметим, что по [5] $T_{1/2} \sim 5$ дн. может быть отнесен и к Tb^{157}, но в [8,9] установлено, что период полураспада Tb^{157} либо меньше 30 мин, либо больше 25 лет. Поскольку Dy^{156} стабилен, естественно было пред-

положить $A = 153$, что поддерживалось и фактом выделения Gd^{153} из Dy (см. ниже $A = 153$). Однако в недавно появившемся сообщении [10] было указано, что изотоп Tb^{155} имеет $T_{1/2} = 5{,}6$ дн., а его сложный γ-спектр состоит из линий 18,9; 26,7; 31,6; 45,6; 60,2; 86,7; 101,4; 105,6; 148,8; 160,8; 161,5; 163,4; 180,4; 181,6; 221,2; 239,7; 262,6; 340,8; 368,3 keV.

По нашим данным γ-спектр изотопа Tb с $T_{1/2} \sim 5$ дн. состоял из линий 90, 170 (группа), 270 (группа) и 365 keV. Учитывая ограниченные возможности сцинтилляционного спектрометра и сложный характер спектра (в котором, кстати, присутствовали активности и с другими значениями периодов полураспада), полученное соответствие результатов представлялось нам достаточно убедительным, чтобы приписать изотопам Dy и Tb, о которых шла речь, массовое число $A = 155$.

Указанные выше γ-линии наблюдались нами не только в Tb, выделенном из Dy, но и во фракции Tb, причем других линий, интенсивность которых убывала бы с $T_{1/2} \sim 5$ дн, обнаружено не было. Поэтому, так как присутствие изотопов Tb^{156} во фракции Tb (в отличие от образца Tb, выделенного из Dy) в принципе возможно, следует считать, что если среди продуктов расщепления Ta имеется Tb^{156}, то его γ-спектр тесно совпадает с γ-спектром Tb^{155}. Это предположение отчасти подтверждается данными о γ-спектре Tb^{156}, приведенными в [9].

***A* = 154.** Во фракции возможно присутствие изотопа Tb^{154} (см. ниже $A = 151$).

***A* = 153.** Вместе с Tb^{155} ($T_{1/2} \sim 5$ дн.) из фракции Dy выделялись еще две активности с $T_{1/2} \sim 3$ и 8 дн. (подробнее о них см. ниже, в разделе «неидентифицированные *A*»). Точно такие же активности были обнаружены и во фракции Tb. Далее, из фракции Dy спустя 10 дней после разделения удалось выделить изотоп Gd, который был уверенно идентифицирован как Gd^{153}. Этот же изотоп Gd^{153} присутствовал и среди дочерних элементов, выделенных из Tb.

Таким образом, среди изотопов Dy имеется Dy^{153}, который распадается без испускания γ-квантов и имеет период полураспада, близкий к 10 час. Мы пока что затрудняемся сделать выбор значения периода полураспада для Tb^{153} (3 или 9 дн.). Во всяком случае, он отличается от значения 5,1 дн., которое проведено в [5].

Изотоп Gd^{153} ($T_{1/2} \sim 200$ дн.) был обнаружен не только среди дочерних элементов Dy и Tb, но и в самой фракции Gd. Его γ-спектр состоит из линий 70 (слабая) и 100 keV, что полностью согласуется с [7]. Линии 97 и 103 keV, указанные в [7], нами, естественно, не разрешаются.

***A* = 151.** При изучении фракции Tb была обнаружена активность с $T_{1/2} = 20$ час. Согласно [5] и [9], она может принадлежать Tb^{154} или Tb^{151}. γ-Спектр этих изотопов весьма сложен и с трудом поддается изучению. Можно лишь сказать, что существуют линии ~270 keV (видимо, группа), 345 keV (наиболее заметная) и много более жестких линий.

Во фракции Gd и, вероятно, среди дочерних элементов, выделенных из Tb, присутствует долгоживущий изотоп Gd^{151} ($T_{1/2} = 150$ дн.). Его γ-спектр состоит из линий 154 и 247 keV. Это не противоречит тому, что в [5] указывается линия 265 keV (измерения выполнены по поглощению).

***A* = 149.** Активность с $T_{1/2} = 9$ дн., присутствовавшая во фракции Gd, на основании [5] была приписана Gd^{149}. По нашим измерениям γ-спектр Gd^{149} содержит линии 150, 300, 347 и 520 (вероятно, двойная) keV.

***A* = 147.** Во фракции Gd были обнаружены активности с $T_{1/2} \sim 1{,}5$ дн. и 60 дн., которые не могли быть сопоставлены ни одному из известных изотопов Gd. Вместе с тем в γ-спектре фракции Gd спустя некоторое время после разделения появлялись линии Eu^{147} (о Eu^{147} см. ниже). Рядом последовательных хроматографических выделений Eu из фракции Gd (для контроля фракция Gd была разделена на несколько порций, и выделение

Eu из разных порций происходило через разные интервалы времени) бы твердо установлено, что материнским для Eu^{147} является изотоп с $T_{1/2} \sim 1{,}5$ дн. γ-спектр Gd^{147} ($T_{1/2} \sim 1{,}5$ дн.) содержит линии 230, 3 390 keV (последние 2 линии разрешаются плохо).

Наличие Eu^{147} среди дочерних элементов, выделенных из Gd, и фракции Eu, было установлено как по периоду (24 дн.) так и по γ-спектр который содержит линии 120 и 200 keV. Относительная интенсивнос этих линий равна 1,0 : 1,56.

Изучение γ-спектра Eu^{147} (рис. 4), снятого в О-геометрии (т. е. в нег средственной близости к кристаллу, см. [1]) в обычных условиях и

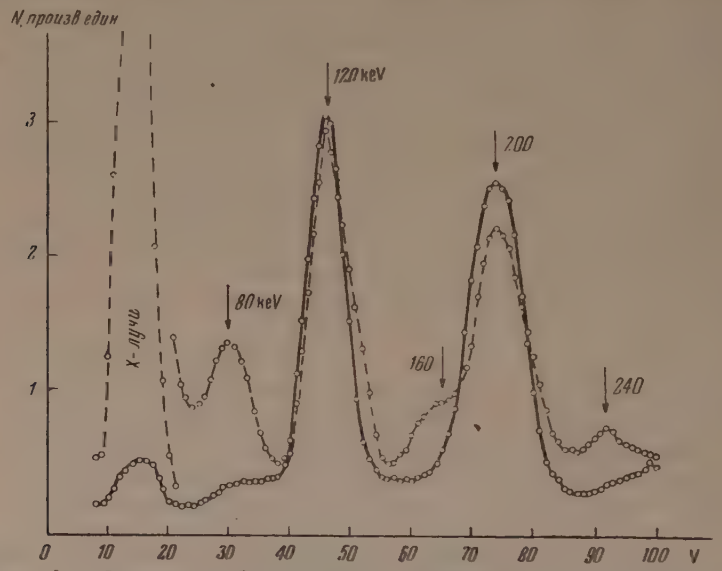


Рис. 4. γ-Спектр Eu^{147}, снятый в О-геометрии с фильтром 0,3 мм Cu + 0,15 мм Sn (сплошная кривая) и без фильтра (пунктир). Видно наличие пика совпадений рентгеновых лучей, возникающих при K-захвате, и рентгеновых лучей, возникающих при конверсии, а также пиков совпадений γ-квантов в 120 и 200 keV с рентгеновским излучением

фильтром из 0,3 мм Cu + 0,15 мм Sn, резко ослабляющим интенсивнос рентгеновского излучения, позволило сделать ряд важных выводов, п мимо оценки относительных интенсивностей линий. Во-первых, существ вание пиков совпадений линий 120 и 200 keV с рентгеновским излучени (40 keV) говорит о совпадении γ-квантов 120 и 200 keV с X-лучами Sm^{14} Этот вывод подтверждается прямыми опытами на схеме γ—γ-совпаден (разрешающее время $\sim 10^{-6}$ сек). Укажем здесь же, что сами линии 1 и 200 keV совпадения не дают. Во-вторых, линия 80 keV, которую мы ран [11] считали реально существующей, в действительности является пик совпадений рентгеновских лучей, возникающих при K-захвате и конве сии. Наконец, оценив интенсивность этого пика, можно получить оцен коэффициентов конверсии. Действительно, площадь пика совпаден S_{Xe+Xk}.

$$S_{Xe+XK} = A\omega_K K_{40}^2 (N_{X,\,\gamma\text{-}120} + N_{X,\,\gamma\text{-}200}),$$

где A — относительная вероятность захвата K-электронов (по сравнени с L_1-электронами), ω_K — выход флуоресценции для K-оболочки, K_{40} эффективность сцинтиллятора для квантов энергии 40 keV, $N_{X,\gamma}$ число рентгеновских квантов, возникающих при конверсии γ-луче

Определив $N_{X,\,\gamma\text{-}120} + N_{X,\,\gamma\text{-}200}$ из наших данных и зная отношение этих величин, равное отношению интенсивностей K-линий соответствующих переходов в конверсионных спектрах, легко определить $N_{X,\,\gamma\text{-}120}$ и $N_{X,\,\gamma\text{-}200}$ в отдельности и подсчитать коэффициенты конверсии на K-оболочке α_K:

$$\alpha_K = N_{X,\,\gamma} / \omega_K N_\gamma$$

$\alpha_K = N_{eK} / N_\gamma$, где N_{eK} — число электронов конверсии с K-оболочки, N_γ — число γ-квантов; но $N_{eK} = N_{X,\,\gamma} / \omega_K$. Воспользовавшись тем, что $N_{X,\,\gamma\text{-}120} / N_{X,\,\gamma\text{-}200} = 4{,}4$ [12], получим из наших данных $\alpha_{K\text{-}120} = 1{,}34$ и $\alpha_{K\text{-}200} = 0{,}195$.

Эти значения удовлетворительно согласуются с теоретическими значениями [13] $\alpha_{K\text{-}120} = 0{,}9$ ($M1$) и $\alpha_{K\text{-}200} = 0{,}22$ ($E2$), значения же α_K для других мультипольностей переходов значительно отличаются от полученных нами.

Далее, беря K/L из [12] и добавляя ~30% на конверсию на M-оболочке, можно рассчитать полные коэффициенты переходов 120 и 200 keV и вслед за этим — заселенности уровней (полное число

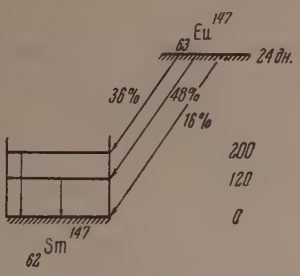


Рис. 5. Схема распада ^{147}Eu

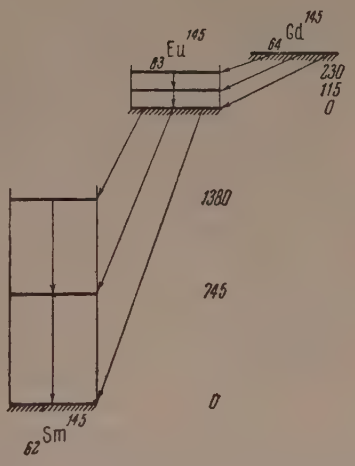


Рис. 6. Схема распада для A=145

переходов определяется по интенсивности рентгеновского излучения). Полученные таким образом результаты изображены на рис. 5.

$A = 145$*. Активность с $T_{1/2} \sim 60$ дн., обнаруженная во фракции Gd, была приписана нами изотопу Gd^{145}, ранее не описанному в литературе. Массовое число этого изотопа было установлено таким же путем (и с той же степенью достоверности, что и $A = 147$ (см. выше)). Отметим, что дочерний элемент Eu^{145} был идентифицирован только по периоду полураспада, поскольку его γ-спектр не был описан.

γ-Спектр Gd^{145} состоит из линии 115 keV. Ранее [11] мы приписывали Gd^{145} еще линии 640 и 750 keV, однако более тщательное исследование позволило установить, что эти линии относятся к Eu^{145}. Согласно [12], линия 115 keV представляет узкий дублет с энергиями 114,5 и 115,1 keV. Наличие «самосовпадений» линии 115 keV подтверждает это, а также говорит о том, что эти переходы совершаются каскадно.

По уточненным данным, γ-спектр Eu^{145} ($T_{1/2} \sim 5$ дн.) состоит из линий 636 и 745 keV с относительными интенсивностями 1,0; 2,3. Нарастание этих линий в образце Gd, хроматографически очищенном от Eu, подтверждает данные о периодах полураспада материнского и дочернего элементов. Совокупность полученных данных позволяет предположить схему распада, изображенную на рис. 6.

* *Примечание при корректуре.* В настоящее время авторы считают, что изотопы Cd и Eu, описанные в этом разделе, имеют массовое число $A = 146$.

$A = 140$. Обнаруженная во фракции Nd активность с $T_{1/2} \sim 3{,}5$ была отнесена к Nd^{140} ($T_{1/2} = 3{,}3$ дн.). В соответствии с существовани генетической цепочки $Nd^{140} \xrightarrow[3{,}3\text{ дн.}]{K} Pr^{140} \xrightarrow[3{,}5\text{ мин}]{K\beta} Ce^{140}$ в γ-спектре фракц Nd была замечена аннигиляционная линия 510 keV (кстати, единстве ная четко различимая линия), а также были обнаружены позитрон граничной энергией 2,3 MeV (2,23 MeV по [5]).

Поскольку ранее [11] в γ-спектре Nd отмечались и другие лин была сделана попытка установить наличие линий, принадлежащих Pr и укладывающихся в схему уровней Ce^{140} [7]. Была обнаружена лин 1600 keV, соответствующая переходу с первого возбужденного на о новной уровень Ce^{140}, однако весьма слабая интенсивность этой и бол шого числа других наблюдавшихся линий (принадлежащих, по-вид мому, другим изотопам Nd, см. ниже) затрудняет однозначную трактов полученных результатов.

$A = 139$. В γ-спектре фракции Pr была обнаружена аннигиляцион линия 510 keV, интенсивность которой убывала с $T_{1/2} \sim 4$ час. Она бы отнесена к распаду Pr^{139} ($T_{1/2} = 4{,}2$ час [5]). Одновременно было зам чено нарастание линии 166 keV, принадлежащей [14] изотопу Ce^{139} ($T_{1/2}$ = 140 дн.), который был обнаружен также и во фракции Ce.

$A = 134$. Для этого массового числа подтверждено существован генетической цепочки $Ce^{134} \xrightarrow[52\text{ час}]{K} La^{134} \xrightarrow[6{,}5\text{ мин}]{K,\,\beta} Ba^{134}$ с характеристикам описанными в литературе [5].

Неидентифицированные А. Мы остановимся на некоторых наблюда шихся нами активностях, которые по разным причинам не могли бы идентифицированы.

1. Во фракции Tb, а также в Tb, выделявшемся из Dy, были обн ружены активности с $T_{1/2} \sim 3$ и 8 дн. Период ~ 3 дн. обнаружива линии ~ 100 и 205 keV, период ~ 8 дн. — линия 100 keV. Структу γ-спектра в области 100 keV (как, впрочем, и всего γ-спектра Tb) оче сложна. Интенсивность этой «линии» в образце Tb, выделенном из D убывала сначала с периодом, близким к 5 дн., затем убывание замедл лось. Разложение кривой изменения интенсивности и дает значен периодов полураспада ~ 3 и 8 дн., что, впрочем, не исключает возмо ности существования в этой области линии с $T_{1/2} \sim 5$ дн. (по данн [10] у Tb^{155} как раз имеются линии 101,4 и 105,6 keV). К тем же в водам приводит и изучение γ-спектра Tb с той только разницей, что области 100 keV может находиться еще и γ-линия изотопа Tb с пер одом полураспада ~ 20 час.

Поскольку данные о радиоактивных изотопах Tb достаточно прот воречивы (ср., например, [5, 9 и 10]), мы затрудняемся идентифицир вать обнаруженные нами активности. Одна из них, по-видимому, обл дающая $T_{1/2} \sim 3$ дн., принадлежит Tb^{153} (см. $A = 153$). Следует отмети также, что изотоп Tb ($T_{1/2} \sim 8$ дн.) имеет материнский элемент Dy, ра падающийся без испускания γ-квантов и имеющий $T_{1/2}$ порядка нескол ких часов. Дочерним элементом для Tb ($T_{1/2} \sim 8$ дн.) должен я ляться стабильный или долгоживущий изотоп Gd.

2. Во фракции Eu, спустя большой промежуток времени после ра деления, были обнаружены γ-линии 275, 330, 434 и 524 keV (последн две линии, вероятно, сложные). Предпринятая нами проверка — попыт выделения дочерних элементов из фракции Eu — подтвердила прина лежность этих линий изотопам Eu, вероятнее всего Eu^{149} ($T_{1/2} \sim 120$ дн или Eu^{148} ($T_{1/2} = 59$ дн.), либо их смеси. Дочерняя активность, выделявша ся из Eu, имела ничтожную интенсивность и изучению не подверг лась.

В работе [15] было установлено, что среди продуктов расщепления T имеются изотопы Gd и Eu с $A = 146$. В наших измерениях эти изотоп

не проявлялись явным образом, но некоторые указания, поддерживающие эти предположения, существуют.

3. В γ-спектрах фракций Nd, Pr, Ce было обнаружено довольно большое число очень слабых γ-линий, приписать которые определенным изотопам затруднительно, так как в этой области Z и A положение осложняется тем, что здесь при облучении Ta быстрыми протонами возможно образование не только нейтронодефицитных, но и нейтроноизбыточных ядер. Так, например (по предварительным данным), во фракции Nd возможно присутствие нейтронодефицитных изотопов Nd^{139}, Nd^{141} и нейтроноизбыточных изотопов Nd^{147}, Nd^{149}, во фракции Pr — изотопов Pr^{137}, Pr^{138} и изотопов Pr^{142}, Pr^{143} и т. д. Не-

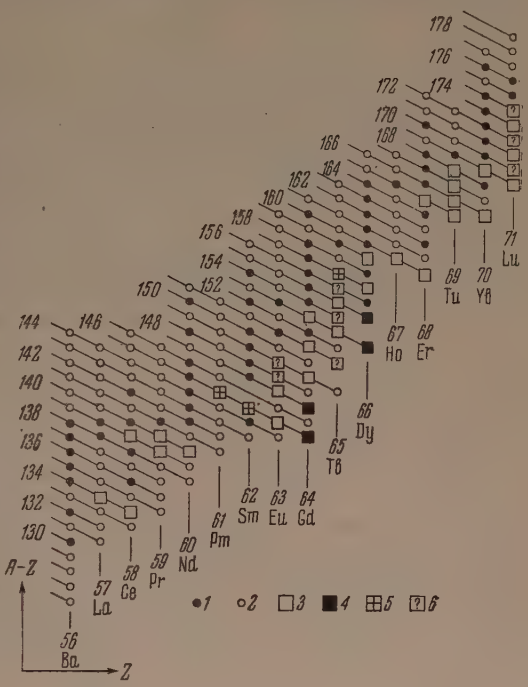


Рис. 7. Участок диаграммы Сегре для Z от 56 до 71: *1* — стабильные и долгоживущие ядра, *2* — нейтроноизбыточные и не наблюдавшиеся нами нейтронодефицитные ядра, *3* — наблюдавшиеся нами нейтронодефицитные ядра, *4* — новые изотопы, *5* — дочерние ядра, не наблюдавшиеся нами, *6* — массовое число сомнительно

достаточная интенсивность и сложный характер полученных γ-спектров не позволили установить степень достоверности таких предположений.

В заключение, вместо обзора спектра масс изотопов редких земель, получающихся в реакции глубокого расщепления Ta протонами энергии 660 MeV, мы приведем диаграмму Сегре (рис. 7), на которой изображены наблюдавшиеся нами изотопы.

Авторы выражают глубокую благодарность В.П. Джелепову и всему обслуживающему персоналу синхроциклотрона ОИЯИ за содействие в работе, а также В. Н. Мехедову и В. А. Халкину, способствовавшим проведению длительных облучений.

Мы весьма благодарны Б. С. Джелепову и В. П. Джелепову за интерес к работе и ценные замечения.

Авторы выражают искреннюю признательность Н. М. Антоньевой, А. А. Башилову и Б. С. Джелепову за сообщение результатов до опубликования и ценную дискуссию.

Мы благодарны А. В. Калямину и О. М. Лиловой, оказавшим нам большую помощь в проведении многочисленных хроматографических выделений.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Пр̈ображенский Б. К., Изв. АН СССР, Серия физич., **21**, 1004 (1957).
2. Nerwik W. E., Seaborg G. T., Phys. Rev., **97**, 1092 (1955).
3. Mihelich J. W., Harmatz B., Handley T. H., Pinajion J. J., Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, **1**, 330 (1956).

4. Пекер Л. К., Изв. АН СССР, Серия физич., **21**, 1029 (1957).
5. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Д., Таблица изотопов.— И М., 1956.
6. Бор О., Моттельсон Б., Проблемы современной физики, **1**, 173 (195
7. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
8. Handley T. H., Olson E. L., Phys. Rev., **90**, 500 (1953).
9. Handley T. H., Lion W. S., Phys. Rev., **99**, 1415 (1955).
10. Ward T. J., Jacob K. P., Mihelich J. W., Bull. Am. Phys. So Ser. II, **2**, 259 (1957).
11. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Пр ображенский Б. К., Титов Н. Е., ДАН СССР, **112**, 405 (1957).
12. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Прео раженский Б. К., Материалы VII Ежегодного совещания по ядерной спек роскопии. Ленинград, 1957 г.
13 Слив Л. А., Банд Н. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверс γ-лучей.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1956.
14. Ketelle B. H., Thomas H., Brosi A. R., Phys. Rev., **103**, 190 (195
15. Гусев И. А., Лилова О. М., Мурин А. Н., Преображен ский Б. К., Яковлев В. А., ЖЭТФ, **32**, 1585 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Е. И. ФИРСОВ и А. А. БАШИЛОВ

ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДА Pr^{144}, Rh^{106}, Cs^{134} ПРИ ПОМОЩИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Методика работы

Нами был построен одноканальный спектрометр, в котором использовались кристаллы NaJ(Tl) и CsJ(Tl) и фотоумножители ФЭУ-19 м и ФЭУ-12. Разрешающая способность прибора характеризуется следующими данными: полуширина линий 661 keV (Cs^{137}) для NaJ (Tl) и ФЭУ-19 м (специально отобранных) — 6,7 %, для ФЭУ-19 м и CsJ(Tl) — 9 %, для ФЭУ-12 с кристаллами NaJ (Tl) и CsJ(Tl) — около 10 %, но в последнем случае значительно выше, чем в других случаях, стабильность работы. Прибор обладал хорошей линейностью от энергий 84 keV (Tu^{170}) до 2,7 MeV (Na^{24}). Кроме того, в работе использовались: 50-канальный амплитудный анализатор на потенциалоскопе конструкции О. В. Вяземского (ЛЭТИ) и созданный в нашей лаборатории 56-канальный анализатор с механическими регистраторами. В работе использовалась также схема быстро-медленных совпадений с выделенными энергиями с разрешающим временем $5 \cdot 10^{-8}$ сек. При изучении различных интервалов энергии γ-лучей широко применялись различной толщины фильтры и источники различной активности. Производилась тщательная химическая очистка исследуемых препаратов.

Pr^{144}

Pr^{144} является звеном радиоактивной цепочки $Ce^{144} \xrightarrow{\beta} Pr^{144} \xrightarrow{\beta} Nd^{144}$, образующейся в результате деления урана [1]. Период полураспада Ce^{144} 282 дня [2], Pr^{144} — 17,5 мин [1].

1. β-Спектр Pr^{144} изучался в работах [3—8], согласно которым он содержит компоненты с граничной энергией 0,8 MeV (3 %), 1,3 MeV, 2,3 MeV (12 %), 2,97 MeV (85 %).

2. γ-Спектр Pr^{144} изучался в работах [5, 6, 9—11] и содержит γ-лучи с энергией 0,695, 1,49 и 2,185 MeV. Имелись указания [5, 11] на существование γ-лучей с энергией больше 2,25 MeV.

3. Угловые корреляции γ-излучения изучались в работе [5]. Отдается предпочтение переходам типа $1 \xrightarrow{D} 2 \xrightarrow{Q} 0$. Основное состояние Nd^{144} имеет спин O^+ (четно-четное ядро). Первый уровень — 0,695 MeV [3, 5]. Уровень 2,185 MeV имеет спин 1^- [8]. В работе [8] отмечается возможность того, что уровень 2,185 MeV может быть третьим или более высоким. Допускается существование уровня между уровнями 0,695 и 2,185 MeV со спином 4^+.

Наши результаты

На 50-канальном анализаторе с потенциалоскопом изучался спектр γ-лучей Pd^{144} в интервале 0,7÷2,2 MeV. Наблюдены пики с энергиями 2,18; 1,49; 1,1 и 0,7 MeV с относительными интенсивностями: 100, 30, 2 и 150. При исследовании участка спектра от 2 до 3 MeV на одноканальном и 56-канальном анализаторах обнаружены также слабые γ-линии с энергиями 1,7 и 2,8 MeV с относительными интенсивностями 2 и 2,5

(1,18 MeV — 100), причем линия 1,7 MeV очень плохо разрешена, та как находится на спаде комптоновского распределения от лини 2,18 MeV. Общий вид спектра приведен на рис. 1.

γ-Лучи с энергиями 1,1, 1,7 и 2,8 MeV ранее не наблюдались. Значени энергии пика 1,1 MeV близко к разности 2,18 MeV — 2 mc^2= 1,16 MeV т. е. энергии пары, образованной в кристалл γ-лучами с энергией 2,18 MeV. Однако в этом слу чае пик должен был бы быть меньше, чем наблюд емый нами. Был поставлен контрольный экспери мент: линии 2,18 и 1,1 MeV изучались на однок нальном спектрометре без фильтра и с фильтро в 4,5 см свинца. В результате получены спектри изображенные на рис. 2. Относительное ослабл ние линий (в три раза) несколько меньше расче ного, т. е., по-видимому, пик при энергии 1,1 Me следует считать суммарным пиком линии 1,1 Me и максимума поглощения электронно-позитрон ных пар от γ-лучей 2,18 MeV.

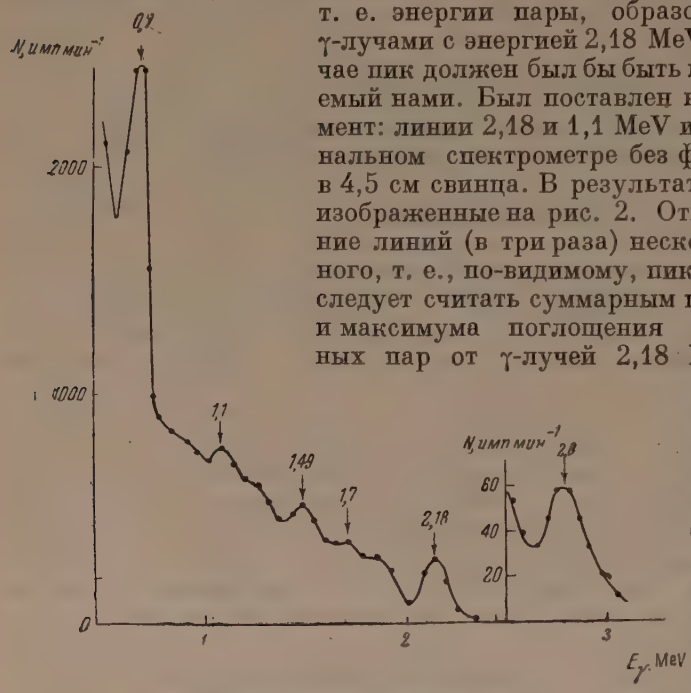


Рис. 1. Общий вид γ-спектра Pr^{144}

На двухканал ном спектрометре бы стро-медленных сов падений обнаруже ны γ—γ-совпадения 0,7—1,49 MeV и 1,1— —1,7 MeV. Результа ты представлены на рис. 3,*а* и *б* соответ ственно. Контроль ные измерения, про изведенные посл тщательной химиче ской очистки препаратов, подтвердили полученные результаты.

Схема распада Pr^{144}

Схемы распада, предложенные в работах [2, 4, 5], в части расположе ния возбужденных уровней Nd^{144} сходны между собой и отражают, по видимому, реальную схему уровней Nd^{144}. Полученные нами результаты не противоречат этим схемам, но позволяют существенно их дополнить Так, очевидно, для расположения в схеме перехода с энергией 2,8 MeV нужно ввести уровень с соответствующей энергией, который может воз буждаться β-переходом с граничной энергией около 200 keV. Возможности существования такой компоненты отмечалась в работе [4]. Исходя из на личия совпадений между γ-лучами с энергиями 1,1 и 1,7 MeV, можно было бы предположить, что эти γ-лучи являются каскадным переходом с уровня 2,8 MeV. При анализе результатов по совпадениям γ-линий 1,1 и 1,7 MeV следует отметить, что в этих интервалах энергий никаких других истин ных совпадений (исходя из существующих схем распада Pr^{144}) наблю даться не должно. Энергия промежуточного уровня в данном случае альтернативна, но, исходя из данных работы [3], в которой наблюдалась β-компонента с граничной энергией 1,3 MeV, вероятнее приписать этому уровню энергию в 1,7 MeV. В работе [8] говорится о возможности суще ствования уровня между 2,18 MeV и 0,7 MeV, и в этом случае ему припи сывается спин 4^+. γ-Переход 1,1 MeV, таким образом, может быть распо ложен между уровнями 2,8 и 1,7 MeV. Приближенная оценка интенсивно стей переходов не противоречит данной схеме. Предполагаемая схема рас пада приведена на рис. 4.

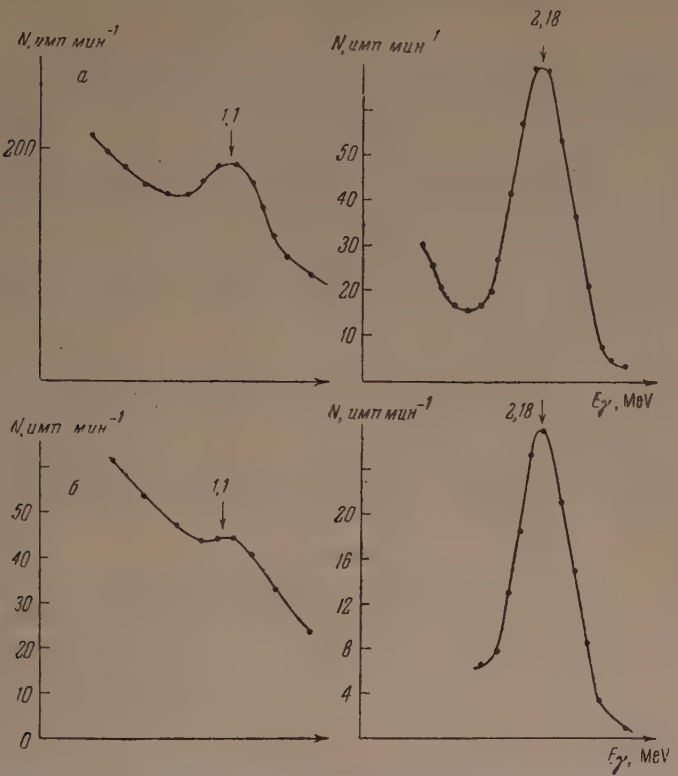


Рис. 2. *а* — γ-линии с энергиями 1,1 и 2,18 MeV, снятые на одноканальном спектрометре без фильтра; *б* — те же γ-линии, снятые в прежних условиях, но с фильтром 4,5 см свинца

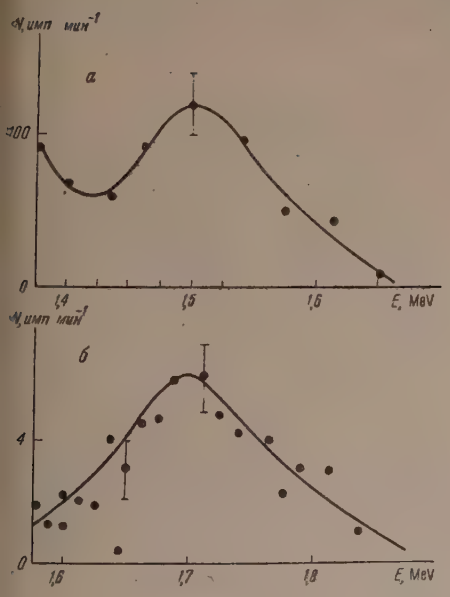


Рис. 3

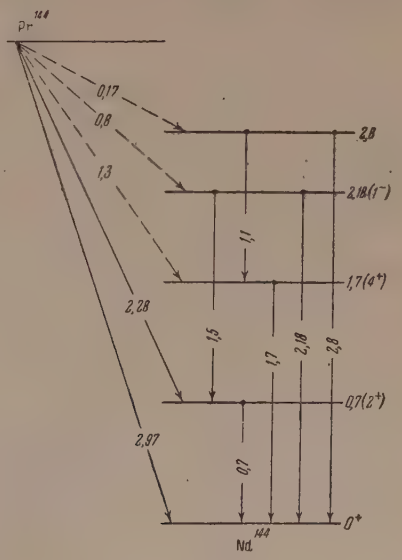


Рис. 4

ис. 3. Спектр совпадений в Pr^{144} (за вычетом фона случайных совпадений), получен-ый при помощи схемы быстро-медленных совпадений ($\tau = 5 \cdot 10^{-8}$ сек): *а* — в первом анале фиксирована γ-линия 0,7 MeV, положение второго канала изменяется; *б* — в первом канале фиксирована линия 1,1 MeV

Рис. 4. Схема распада Pr^{144}

Rh^{106}

Радиоактивный изотоп Rh^{106} является звеном цепочки Ru^{106} -

$\xrightarrow{\beta}Rh^{106}\xrightarrow{\beta}Pd^{106}$, образующейся в результате деления урана. Периоды полу
распада Ru^{106} — 280 дней, Rh^{106} — 30 сек. [1]. Возможно существовани
117-минутного изомера Rh^{106} ([12].

1. β-Спектр Rh^{106} изучался в работах [13, 14]. Наблюдены компонент
с граничными энергиями 3,53; 3,1; 2,44 и 2,0 MeV.

2. γ-Переходы в Rh^{106} изучались в работах [13, 15—19]. Наблюден
переходы следующих энергий: 0,51; 0,624; 0,87; 1,045; 1,13; 1,55; 1,7
1,96; 2,1; 2,42 и 2,66 MeV.

3. γ—γ-Совпадения изучались в работах [18, 20, 21]. Найдены совпад
ния γ-линий 0,513—0,624 MeV, 0,513—1,045 MeV, отсутствуют совпад
ния 0,87—1,045 MeV.

4. Угловые корреляции γ—излучения исследовались в работах [18, 2
23—26]. Получено хорошее согласие в определении мультипольностей γ-п
реходов с энергиями: 0,513 MeV — $E2$; 0,624 MeV — $E2$; 1,045 MeV — $E2, M$

Наши результаты

Исследование спектра излучения Rh^{106} производилось при помощ
одноканального спектрометра и 50-канального анализатора с потенциало
скопом. Изучение спектра производилось по участкам, причем для каж
дого интервала энергии подбирались соответствующие свинцовые филь
тры и разные активности препаратов. γ-Спектр изучался до энергий окол
4,5 MeV. Наблюдены 16 γ-линий с энергиями: 0,513; 0,624; 1,045; 1,13
1,55; 1,77; 1,85; 1,96; 2,09; 2,28; 2,42; 2,66; 2,93; 3,05 и 3,42 MeV. При
ближенные значения относительных интенсивностей соответственно: 100
50; 8; 1; 1; 1; 0,5; 0,3; 0,5; 0,07; 0,3; 0,1; 0,01; 0,008 и 0,005. Результат
приведены на рис. 5.

Была произведена химическая очистка препарата Ru^{106}. После очистк
никаких изменений в спектрах обнаружено не было.

Схема распада Rh^{106}

Анализ предложенных в литературе схем распада Rh^{106} [15, 18, 19
позволяет считать достаточно твердо установленным существование воз
бужденных уровней Pd^{106} 0,513 MeV (2^+), 1,137 MeV (0^+), 1,55 MeV (2^+)
2,28 MeV, 2,42 MeV (2^+), 2,66 MeV. Спин основного состояния Pd^{106} — 0
(четно-четное ядро). Для размещения в схеме распада γ-переходов с энер
гиями 3,05 и 3,42 MeV необходимо ввести уровни с соответствующей энер
гией. Введение таких уровней требует, очевидно, наличия в β-спектр
Rh^{106} компонент с граничными энергиями 0,1 и 0,14 MeV. Уровни 1,7
и 1,85 MeV были введены Альбургером [15] для объяснения γ-переходо
с энергиями 1,24 и 1,85 MeV, наблюденных им при распаде Ag^{106}, однако
как уже упоминалось выше, γ-лучи с энергией 1,85 MeV наблюдались нам
при распаде Rh^{106} и могут рассматриваться, как следствие перехода ядра
Pd^{106} между уровнями 3,42 и 1,55 MeV. Точно так же γ-лучи с энергией
1,76 MeV могут возникать при переходе между уровнями 0,513 и 2,28 MeV
Таким образом, в рассматриваемом случае наличие возбужденных уровней
1,76 и 1,85 MeV не является необходимым, однако не исключено. Балан
интенсивностей в схеме распада при размещении указанных переходо
без введения вспомогательных уровней не нарушается.

Схема распада приобретает вид, указанный на рис. 6.

Cs^{134}

Радиоактивный изотоп Cs^{134} получается при облучении нейтронам
природного изотопа Cs^{133}. Cs^{134} распадается β^--распадом в Ba^{134} с перио

дом 2,3 года [1]. Вероятность β^+-распада в $Xe^{134} \leqslant 0{,}1\%$, для K-захвата $\leqslant 1\%$.

1. β-Спектр Cs^{134} изучался в работах [27, 30, 33—36], согласно которым он состоит из компонент с граничными энергиями: 0,083; 0,3; 0,655 и 0,683 MeV.

2. γ-Излучение изучалось в работах [27, 30—36, 43]. Наблюдались γ-лучи с энергиями: 1,96; 1,401; 1,368; 1,168; 1,039; 0,802; 0,796; 0,605; 0,569; 0,563; 0,475 и 0,200 MeV. Относительные интенсивности соответственно: $7 \cdot 10^{-5}$ [35]; 0,1 [34]; 2,5; 1,5;1,0; 7; 93; 90; 16; 9 [31]; 1,8 [30].

3. β—γ-Совпадения исследовались в работах [30, 36]. Обнаружены совпадения γ-лучей, 0,794; 0,604 и 0,569 MeV с β-спектром максимальной энергии [30]. Найдены совпадения β-частиц с граничной энергией 0,33 и 0,69 MeV с γ-линией 1,37 MeV.

4. γ—γ-Совпадения исследовались в работах [36, 38]. Обнаружены

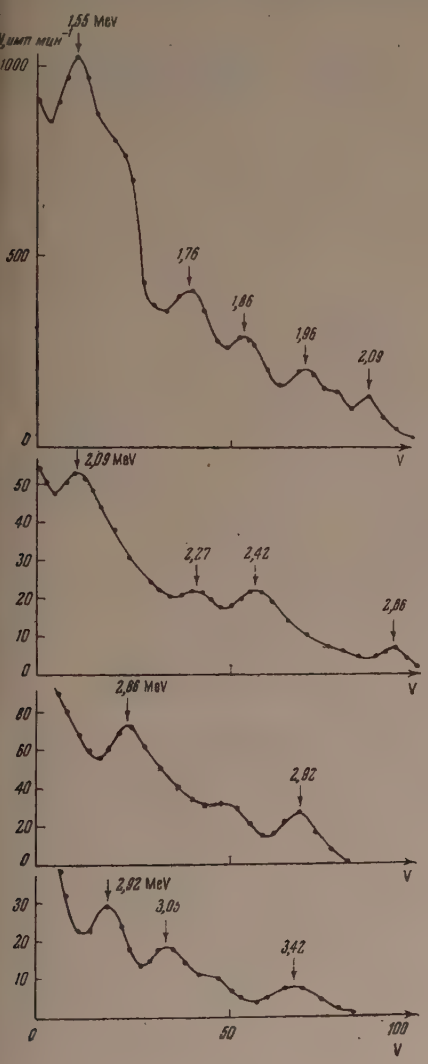


Рис. 5

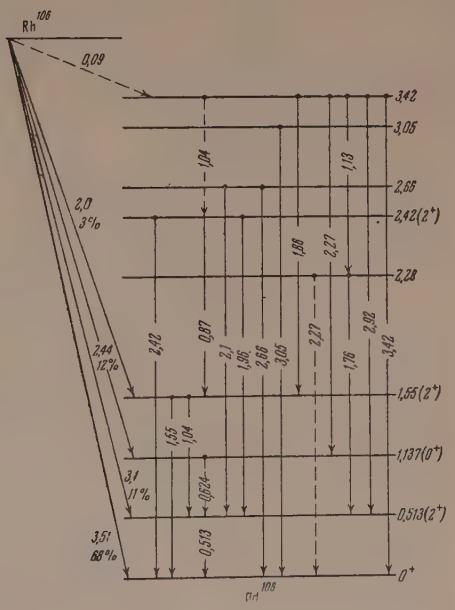


Рис. 6

Рис. 5. Участки спектра γ-излучения Rh 106 в интервале 1,5—3,5 MeV. По оси X отложена амплитуда импульсов в V. Для сравнения интенсивностей γ-линий участки спектра перекрываются

Рис. 6. Схема распада Rh^{106}

совпадения следующих γ-линий: 0,560—0,604 MeV, 0,604—0,800 MeV, 0,604 — 1,37 MeV, 1,17 — 0,8 MeV.

5. Из работ [27, 30, 38—41] следуют для γ-излучения Cs^{134} следующие мультипольности: 0,604 MeV — $E2$, 0,796 MeV — $E2$, 0,801 MeV — $E2$, 0,475 MeV = $E2$, 0,563 MeV — $E2$.

Наши результаты

Нами исследовалось два интервала энергий γ-излучения Cs^{134} — 0÷1,4 MeV и 1,3÷2,1 MeV. При исследовании интервала 0÷1,4 MeV наблюдены пики, соответствующие γ-излучению с энергиями: 1,37; 1,17; 1,039; 0,8; 0,6; 0,32; 0,21 и 0,1 MeV.

Интерпретация пиков при энергиях 0,32; 0,21 и 0,1 MeV затруднительна ввиду наличия в этой области пиков обратного рассеяния и рентгеновского излучения.

При изучении интервала энергий 1,3÷2,1 MeV встретился ряд трудностей, обусловленных малой интенсивностью γ-излучения этих энергий.

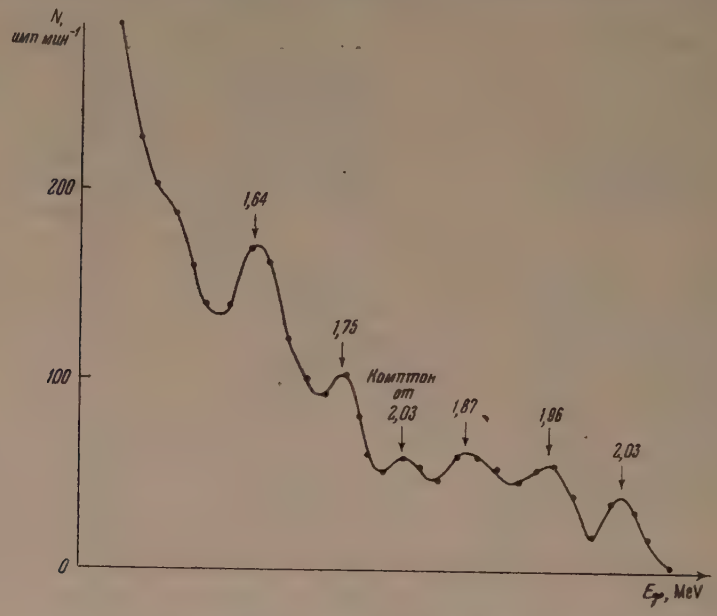


Рис. 7. Участок спектра γ-излучения Cs^{134} в интервале 1,4—2,1 MeV, снятый при помощи 56-канального анализатора

малым сечением взаимодействия его с веществом сцинтиллятора и наличием интенсивного излучения в более мягкой области спектра. Исследование производилось с источниками активностью до 200—300 mCu и свинцовыми фильтрами толщиной до 10—12 см. В результате было обнаружено несколько малоинтенсивных γ-линий с энергиями: 1,64; 1,75; 1,87; 1,96 и 2,03 MeV. Вид спектра, полученного на 56-канальном анализаторе, изображен на рис. 7.

Приближенная оценка интенсивностей этих линий приводит к значениям порядка 10^{-6} кванта на распад для каждой из линий жесткой части спектра.

Был проведен ряд контрольных опытов для проверки возможности образования указанных пиков в результате сложения γ-квантов меньших энергий. Была произведена тщательная химическая очистка препаратов. Результаты контрольных экспериментов полностью подтверждают вид и интенсивности γ-линий спектра.

Схема распада Cs^{134}

Все схемы распада Cs^{134}, предложенные рядом авторов [27, 30, 31, 34, 36], содержат много противоречий как в расположении возбужденных уровней Ba^{134}, так и в определении их энергий. Ряд схем (например, [34]) не позволяет разместить все обнаруженные γ-переходы. Нет достаточных данных для определения порядка следования каскадных γ-переходов.

Результаты нашей работы подтверждают существование ряда предположительных уровней, введенных различными авторами при анализе схем распада. Найденные нами γ-переходы с энергиями 1,64; 1,75; 1,85; 2,03 MeV следует рассматривать как прямые переходы с уровней соответствующих энергий.

Уровни 0,6; 1,4 и 1,96 MeV, встречающиеся у большинства авторов, представляются бесспорными. Исходя из последних данных по изучению β-спектра и β—γ-совпадений, следует ввести уровень 1,367 MeV, а γ-линию 1,367 MeV рассматривать как прямой переход с этого уровня в основное состояние ядра Ba^{134}, так как в работе [36] обнаружены совпадения γ-лучей такой энергии с компонентой β-спектра с граничной энергией 0,69 MeV.

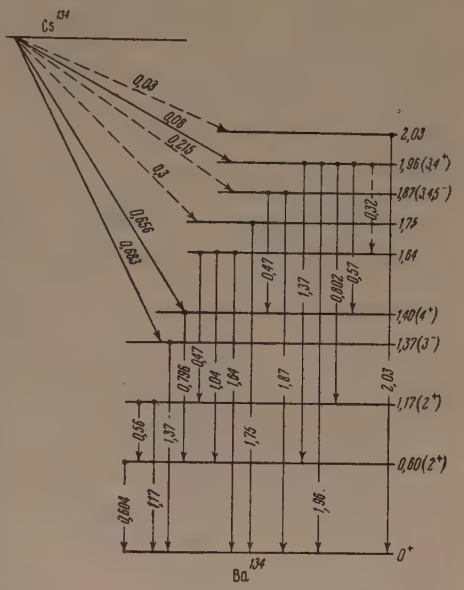


Рис. 8. Схема распада Cs^{134}

Уровень 1,17 MeV, введенный в работе [27], позволяет разместить ряд γ-переходов, в том числе γ-линию с энергией 0,802 MeV, которая не размещается в схемах [34, 36].

Совсем недавно опубликована работа Чандра [42], в которой обнаружены γ—γ-совпадения γ-линий 0,604 и 1,368 MeV. Измерения производились со схемой совпадений, имеющей разрешающее время 10^{-8} сек. Очевидное противоречие работ по совпадениям может быть разрешено предположением о существовании двух близких по энергии γ-переходов либо с энергиями 1,367 MeV, либо 0,6 MeV.

Предполагаемая схема распада Cs^{134} приведена на рис. 8.

Центральный научно-исследовательский
рентгено-радиологический институт

Цитированная литература

1. Несмеянов А. Н., Лапицкий А. В., Руденко Н. П., Получение радиоактивных изотопов.—Госхимиздат. М., 1954.
2. Schuman R. P., Camilli A., Phys. Rev., 84, 158 (1951).
3. Cork J. M., Price M. K., Schmid L. C., Phys. Rev., 96, 1295 (1955).
4. Cheng L., John G., Kurbatov J. D., Phys. Rev., 85, 487 (1952).
5. Alburger D. E., Kraushaar J. J., Phys. Rev., 87, 448 (1952).
6. Porter F. T., Sharp-Cook C., Phys. Rev., 87, 464 (1952).
7. Porter F. T., Cook C., Phys. Rev., 85, 733 (1952).
8. Emmerich W. S., Auth W. J., Kurbatov J. D., Phys. Rev., 94, 110 (1954).
9. Kuger W. E., Sharp-Cook C., Phys. Rev., 96, 1279 (1954).
10. Sharp-Cook C., Bull. Amer. Phys. Soc., 29, 6, 20 (1954).
11. Alburger D. E. der Mateosian E., Goldhaber M., Phys. Rev., 82, 332 (1951).
12. Baro G. B., Seelman-Eggebert W., Zabala I. E., Z. S. f. Natur. wiss., **10a**, 80 (1955).
13. Alburger D. E., Phys. Rev., 88, 339 (1952).
14. Peacock W. C., Phys. Rev., 72, 1049 (1947).
15. Alburger D. E., Phys. Rev., **100**, 1361 (1955).
16. Alburger D. E., der Mateosian E., Goldhaber M., Phys. Rev., 82, 332 (1951).
17. Hayward R. W., Phys. Rev., 86, 760 (1952).
18. Kraushaar J. J., Goldhaber M., Phys. Rev., 89, 1081 (1953).

19. Kahn A. H., Bernd, Lyon W. S., Phys. Rev., 92, 902 (1953).
20. Arfhen G. B., Klema E. D., McGowan F. K., Phys. Rev., 86, 4 (1952).
21. Klema E. D., McGovan F. K., Phys. Rev. 92, 1469 (1953).
22. Goldhaber M., Hill R., Rev. Mod. Phys., 24, 179 (1952).
23. Steffen R. M., Phys. Rev., 80, 115 (1950).
24. Williams A. H., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev. 78, 822 (1950).
25. Metryer F., Deutsch M., Phys. Rev., 78, 551 (1950).
26. Steffen R. M., Phys. Rev., 86, 632 (1952).
27. Cork J. M., Le Blank J. M., Nester W. N., Martin D. W Brice M., Phys. Rev., 90, 445 (1953).
28. Kloepper R. M., Lennox E. S., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., 8 695 (1952).
29. Sunyar A. W., Mihelich J. W., Goldhaber M., Phys. Rev., 9 570 (1954).
30. Keister G. L., Lee E. B., Schmidt F. H., Phys. Rev., 97, 451 (195
31. Башилов А. А., Антоньева Н. М., Джелепов Б. С., Из АН СССР, Серия физич., 18, 43 (1954).
32. Forster H. H., Wiggins J. S., Phys. Rev., 99, 660 (1955).
33. Bertolini G., Nuovo Cimento, 1, *4*, 744 (1955).
34. Joshi M. C., Thosar B. V., Phys. Rev., 96, 1022 (1954).
35. Wilson R., Phys. Rev., 79, 1004 (1950).
36. Bertolini G., Bettoni M., Lazzarini E., Nuovo Cimento, 2, *2*, 27 (1955).
37. Robinson B. L., Madansky L., Phys. Rev., 84, 604 (1951).
38. Everett A. E., Glaubman M. J., Phys. Rev., 100, 955 (1955).
39. Waggoner M. A., Moon M. L., Roberts A., Phys. Rev., 80, 420 (1950)
40. Klema E. D., Phys. Rev., 100, 66 (1955).
41. Stewart M. G., Scharenberg R. P., Wiedenbeck M. L., Phys Rev., 99, 691 (1955).
42. Chandra J., Proc. of the Indian. Acad. of Sci., 14, sec. A, *4* (1956).
43. Громов К., Джелепов Б., ДАН СССР, 85, 299 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

В. В. ОВЕЧКИН

ОБ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ γ-КВАНТОВ Po^{210}

Экспериментальная оценка относительной интенсивности γ-квантов с энергией 803 keV, испускаемых с первого возбужденного уровня Pb^{206} при α-распаде Po^{210}, представляет определенный интерес. Ввиду некоторого расхождения результатов опубликованных до 1952 г. работ [1—3] нами было [4] предпринято повторное измерение величины

$$k_\gamma = \frac{N_\gamma}{N_\alpha}. \qquad (1)$$

1. Полониевый источник приготовлен осаждением азотнокислого раствора Po^{210} после его многократной очистки от посторонних примесей. Источник запаян в латунную ампулу — длиной 8 мм и диаметром 5 мм при толщине стенок 0,5 мм и имел активность по α-распадам $N^0_{Po} = (4{,}10 \pm 0{,}5\%)$ Cu — согласно калориметрическому определению.

Сравнение интенсивностей γ-квантов Po^{210} и эталонного источника Co^{60} ($N^0_{Co} = 5{,}63 \pm 0{,}20$ μCu) производилось на торцовом латунном счетчике с внешним диаметром 20 мм; входное окошко (ϕ 12 мм) счетчика было закрыто 1,5 мм латуни для поглощения конверсионных электронов (E = 710—800 keV) и рентгеновских квантов с энергией 75 keV, испускаемых Po^{210}. При калибровке кобальтового источника по β—γ-совпадениям вводилась поправка на γ—γ-совпадения.

Отношение интенсивностей счета, полученного на разных расстояниях от счетчика для исключения влияния геометрии, составило $n_{Po} : n_{Co} = 2{,}24 \pm 0{,}04$. Принимая во внимание данные Брадта и др. [5] об эффективности латунного счетчика для энергий 1,25 и 0,8 MeV ($\varepsilon_{1,25} : \varepsilon_{0,8} = 1{,}85 \pm 1{,}5$ %) и учтя самопоглощение γ-квантов Po^{210} ($\sim 7{,}5$ %), по формуле

$$k_\gamma = \frac{2N^0_{Co}\varepsilon_{1,25}n_{Po}}{N^0_{Po}\varepsilon_{0,8}n_{Co}}, \qquad (2)$$

получим окончательно: $k_\gamma = (1{,}22 \pm 0{,}09) \cdot 10^{-5}$ квантов/распад.

2. В таблице приводятся результаты измерений k_γ, выполненных до последнего времени различными авторами.

Авторы	Год	$k_\gamma \cdot 10^5$	Метод α-измерений
Грейс и др. [1]	1951	$1{,}80 \pm 0{,}14$	Ионизационная камера
Барбер и Хелм [2]	1952	$1{,}5 \pm 0{,}4$	Сцинтилляционный счетчик
Риу [3]	1952	$1{,}6 \pm 0{,}2$	
Наши измерения [4]	1952	$1{,}22 \pm 0{,}09$	Калориметр
Шинтльмейстер и Кунц	1952	$1{,}32 \pm 0{,}08$	То же
Шиманская [6]	1954	$1{,}2 \pm 0{,}2$	То же
Хаярд и др. [7]	1955	$1{,}21 \pm 0{,}06$	То же
Ройо и др. [8]	1955	$1{,}2 \pm 0{,}1$	Сцинтилляционный счетчик
Асколи и др. [9]	1956	$1{,}21 \pm 0{,}08$	То же

Как показано в работе [6], где обсуждаются результаты только пяти работ [1—3, 6, 7], завышенные значения k_γ, полученные в первых трех

работах, по-видимому, связаны с ненадежностью измерения больш α-интенсивностей непосредственным счетом частиц. Данные нашей работ хорошо совпадающие с более поздними определениями, убедительно по тверждают этот вывод Шиманской [6].

Усредняя результаты последних шести работ таблицы, получим в к честве среднего взвешенного $\overline{k_\gamma} = (1{,}21 \pm 0{,}05) \cdot 10^{-5}$ кв расп$^{-1}$, прич 0,05 — средняя квадратичная ошибка этих измерений. Отсюда видно, ч за исключением данных работы Шинтльмейстера и Кунца, о которых н сообщили авторы, все остальные пять результатов хорошо согласуют с этим значением.

С учетом экспериментально измеренного в [10] коэффициента конве сии γ-квантов Po^{210} ($\alpha = 0{,}015 \pm 0{,}002$) относительная интенсивность к роткопробежной группы α-частиц Po^{210} с энергией 4,5 MeV состав $(1{,}23 \pm 0{,}05) \cdot 10^{-5}$.

3. Так как ядро Po^{210} имеет почти сферическую форму, то решающ причиной запрета для α-распада на второй возбужденный уровень Pb^2 ($E'' = 1{,}34$ MeV) [11] является малость энергии соответствующих α-ч стиц, поэтому для оценки их интенсивности можно воспользоваться пр ближенным соотношением Гейгера — Нэттола в такой форме:

$$\lg \lambda = C - \frac{D}{\sqrt{E}}, \qquad (3)$$

где λ — вероятность α-распада в сек$^{-1}$; E — энергия α-частиц в MeV C и D — некоторые постоянные, характерные для изотопов каждо α-активного элемента. В частности, для изотопов полония ($Z = 84$) в р боте [12] рекомендуются такие значения: $C = 50{,}15$ и $D = 128{,}8$.

Целесообразно, однако, для Po^{210} определить D из (3), использу найденное соотношение интенсивностей первой короткопробежной и осно ной групп α-частиц ($1{,}23 \cdot 10^{-5} : 1$) и их энергии ($E^1_\alpha = 4{,}5$ и $E^0_\alpha = 5{,}3$ MeV при этом постоянная C автоматически исключается. Находим $D = 132{,}6$ что несколько выше рекомендованного в [12] значения.

С учетом полученного нами значения для D относительная интенси ность второй группы α-частиц ($E''_\alpha = 3{,}96$ MeV) окажется равной $1{,}3 \cdot 10^{-}$ если же взять $D = 128{,}8$ из [12], то она составит $2{,}3 \cdot 10^{-9}$. Во всяко случае, обнаружить такую ничтожную интенсивность α-частиц в настояще время вряд ли возможно; более обнадеживающим будет поиск соответ ствующих γ-квантов ($E''_\gamma = 534$ keV), идущих в каскаде с квантам 803 keV [11].

Выражаю признательность Ершовой З. В. и Центеру Э. М. за интере к работе и обсуждение результатов.

Цитированная литература

1. Grace M. A., Allen R. A. et al., Proc. Phys. Soc., **64A**, 493 (1951).
2. Barber W. C., Helm R. H., Phys. Rev., **86**, 275 (1952).
3. Riou M., Journ. phys. et rad., **13**, 244 и 487 (1952).
4. Овечкин В. В., Отчет АН СССР, 1952 г., АН СССР.
5. Bradt, Gugelot et al., Helv. Phys. Acta, **19**, 77 (1946).
6. Шиманская Н. С., ЖЭТФ, **31**, *2* (8), 174 (1956).
7. Hayward R. W., Hoppes D. D., Mann W. B., Jour. Res., Nat. Bu Stand., **54**, *1*, 47 (1955).
8. Rojo O., Hakeem M., A., Goodrich M., Phys. Rev., **99**, 1629 (1955)
9. Ascoli A., Asdente M., Germagnoli E., Nuovo Cimento, **10**, 4 946 (1956).
10. Овечкин В. В., Диссертация.— МИФИ, 1954 г.; Овечкин В. В Центер Э. М., Атомная энергия, **2**, 282 (1957).
11. Alburger D. E., Pryce M. H. L., Phys. Rev., **92**, 514 (1953).
12. Bohr A., Fröman P. O., Mottelson B. R., Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, 10 (1955)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Э. Е. БЕРЛОВИЧ, К. М. ГВОТОВСКИЙ, М. П. БОНИЦ, В. И. БРЕСЛАВ и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕН ЖИЗНИ НИЖНИХ УРОВНЕЙ ЯДЕР, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ЗАХВАТЕ

Введение

Экспериментальное измерение времени жизни возбужденных состояний ядер, представляющее непосредственное определение вероятности перехода между двумя уровнями, оказалось весьма важным методом исследования структуры ядра [1—2].

Настоящая работа посвящена изучению времени жизни уровней некоторых ядер, возникающих путем захвата орбитальных электронов.

Все исходные ядра принадлежат к числу нейтронодефицитных ядер, возникающих в реакциях глубокого отщепления под действием протонов большой энергии.

Родительские ядра Tu^{167}, Eu^{147} и Gd^{145} получались в танталовой мишени при облучении протонами энергией 660 MeV на синхроциклотроне Объединенного института ядерных исследований. Источники тулия, европия и гадолиния приготовлялись хроматографическим методом. Родительские ядра Ir^{190} получались при облучении висмутовой мишени, из которой выделялись при помощи иридиевого носителя.

Методика эксперимента

Измерения времени жизни выполнялись методом задержанных совпадений на установке, описанной ранее в работах одного из авторов [2—4]. Эта установка, включающая «быструю» схему совпадений с переменной линией задержки спирального типа и «медленную» схему тройных совпадений, отличается от схемы Белла, Грехэма и Петча [5], наличием в боковых ветвях схемы тройных совпадений дифференциальных амплитудных анализаторов, которые позволяют производить отбор совпадений по энергиям совпадающих излучений.

В работе [2] было показано, что форма и положение кривой совпадений могут быть подвержены влиянию различия фронтов импульсов, возникающих под действием совпадающих излучений, что приводит к искажению результатов измерений, особено при малых значениях времен.

Как было показано, с целью устранения этого эффекта можно либо производить измерения совпадений излучений в энергетически эквивалентных интервалах, либо, когда этому требованию удовлетворить нельзя, измерение кривых совпадений для исследуемого перехода и для быстрого перехода производить в одних и тех же интервалах (хотя и не эквивалентных энергетически).

В описываемых опытах измерялись совпадения характеристических рентгеновских лучей с γ-лучами ($X\gamma$- и γX-совпадения) или с электронами внутренней конверсии (Xe- и eX-совпадения). Граничное значение энергии электронов отдачи, возникающих в фосфоре под действием характеристических рентгеновых лучей, составляет для редкоземельных эле-

ментов менее 8 keV, что в некоторых из исследованных случаев значител
но меньше энергии электронов конверсии или энергии электронов отдач
возникающих в фосфоре под действием γ-лучей. Поэтому производи
измерения в энергетически эквивалентных интервалах не всегда оказ
валось возможным.

При измерениях совпадений между электромагнитными излучениям
метод «самосравнения», применявшийся при измерениях βγ-(или e
или eβ-) совпадений [2] и состоящий в сравнении кривых совпадений, пол
ченных при двух положениях фильтра β-лучей (или электронов ко
версии), был заменен другим методом, который будет описан далее.

Добавочная трудность возникала вследствие наличия большого кол
чества типов совпадений, помимо исследуемых (например, совпадени
электронов конверсии с сопровождающими их рентгеновыми лучами, со
падения рентгеновых лучей, сопровождающих K-захват, с рентгеновы
лучами, сопровождающими конверсию, или с электронами Оже и т. д

При измерениях использовались фотоумножители типа ФЭУ1В, име
щие 10 динодов из сплава алюминий — магний, расположенных по круг
и плоский полупрозрачный сурьмяно-цезиевый фотокатод торцового тип

Время нарастания для этих фотоумножителей $1—2\cdot10^{-9}$ сек [6]. М
работали при напряжениях 2600—2700 V. Разрешающее время схем
совпадений при работе с кристаллами стильбена составляло $2—3\cdot10^{-9}$ се

Измерения

А. Переход $Tu^{167}\rightarrow Er^{167}$

Источник получался высушиванием на алюминиевой фольге капли, с
держащей тулиевую фракцию из хроматографической колонки.

Измерения производились спустя месяц после облучения, когда вос
мичасовая (Tu^{166}) и суточная (Tu^{165}) активности распались и активност
относилась практически к изотопу Tu^{167} с периодом полураспада 9,6 дн
Активность 100-дневного Tu^{168} была ничтожно мала. Схема распада Tu^{16}
предложенная в работе [7] и подтвержденная в [8], изображена на рис.
Уровень 207 keV является изомерным. Разрядка верхнего уровня прои
ходит только путем перехода с энергией 56,7 keV на уровень 207 keV.

Нами измерялись совпадения между рентгеновыми лучами и электро
нами конверсии (47 keV) с L-оболочки атомов Er^{167} для перехода 56,7 keV
Для регистрации рентгеновых лучей применялся монокристалл стильбен
(d = 35 мм, h = 20 мм) в стеклянной упаковке с отражателем из окис
магния. Стекло полностью поглощало все электроны конверсии и электро
ны Оже. Электроны конверсии регистрировались пластинкой стильбен
толщиной в 5 мм, покрытой отражателем из алюминиевой фольги, толщи
ной в 1 μ. Оба кристалла при помощи вазелинового масла образовывал
с плоскостями фотокатодов оптический контакт.

Необходимые интервалы энергии выбирались в каждой ветви схем
совпадений при помощи амплитудных дифференциальных анализаторов

Большое усиление фотоумножителей при использованных напряжения
дало возможность получить достаточные для формирования в ограничи
вающем пентоде импульсы от электронов отдачи, образованных рентге
новыми лучами в кристалле стильбена.

На рис. 1 показана кривая совпадений, полученная для случая, когда
в амплитудном спектре электронов был выбран участок, соответствующи
электронам конверсии перехода 56,7 keV (кривая Xe_2), правая ветвь кри
вой имеет явно выраженный экспоненциальный вид. На рис. 2 изображен
в полулогарифмическом масштабе экспоненциальный участок кривой
исследованный отдельно, с хорошей статистической точностью. Из этой
кривой для периода полураспада получаем $T_{1/2}=(2{,}0\pm0{,}5)\cdot10^{-9}$ сек. Лиш

ие «быстрые» совпадения, о которых упоминалось в конце раздела «ме-одика эксперимента» соответствуют области малых задержек вблизи аксимума кривой рис. 1.

Для контроля были выполнены измерения совпадений рентгеновых учей и электронов конверсии для перехода с энергией 207 keV. Так как уровень 207 keV является изомерным, то совпадения рентгеновых лучей захвата с электронами конверсии перехода 207 keV должны отсутствовать.

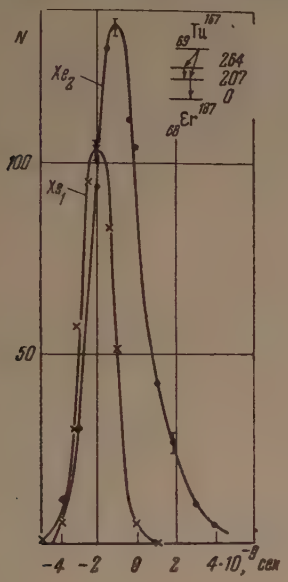


Рис. 1

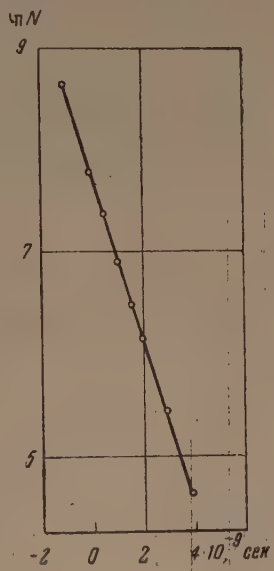


Рис. 2

Рис. 1. Tu^{167}. Кривые совпадений: Xe_2 — для перехода 56,7 keV, Xe_1 — для перехода 207 keV. На этом и на всех других рисунках по оси абсцисс отложено время задержки в секундах, по оси ординат — число совпадений.

Рис. 2. Tu^{167}. Спад кривой Xe_2 (рис. 1) в полулогарифмическом масштабе

Однако должны существовать «быстрые» совпадения этих электронов и рентгеновых лучей, сопровождающих процесс конверсии. На рис. 1 показана кривая совпадений для этих электронов (кривая Xe_1), которая, в отличие от кривой Xe_2, имеет симметричную форму.

Благодаря тому, что определение времени жизни (которое оказалось сравнительно большим) выполнено не по смещению центра тяжести, а по экспоненциальной ветви кривой, влияние энергетического различия рабочих интервалов в двух ветвях схемы относительно мало существенно.

Б. Переход $Gd^{145} \rightarrow Eu^{145}$

Измерения с источником гадолиния, имеющим период полураспада 60 дней, который приписан Городинским и др. [10] изотопу Gd^{145}, производились через три месяца после облучения, когда полуторадневная (Gd^{147}) и девятидневная (Gd^{149}) активности практически распались.

Согласно данным Городинского и др. [10] и Антоньевой и др. [11], при электронном захвате Gd^{145} возникают два γ-перехода с равной энергией в 115 keV, находящиеся в каскаде друг с другом. Примесь излучения дочернего Eu^{145}, состоящего из γ-луча большой энергии, измерениям не мешает. В амплитудном спектре комптоновского распределения эта примесь проявляется в виде малоинтенсивного и длинного хвоста, следующего за концом основного распределения от γ-лучей с энергией 115 keV.

Мы измеряли совпадения типа $X\gamma$ и γX при помощи двух больш
($d = 35$ мм, $h = 20$ мм) кристаллов стильбена в упаковке. При этом р
бочий интервал амплитудного анализатора в ветви γ-лучей устанавл
вался на некотором участке комптоновского распределения. В одной гру
пе измерений γ-лучи регистрировались правым счетчиком ($X\gamma$—совпад
ния), в другой — левым (γX-совпадения). Наблюдаемое на опыте взаи
ное смещение двух кривых совпадений может быть обусловлено дву
причинами: а) различием фронтов импульсов вследствие различия ампл
тудных интервалов в ветви γ- и X-лучей (смещение в сторону детекто
рентгеновых лучей, ибо, как показано в работе [2], аппаратурное смещ
ние всегда происходит в сторону детектора, регистрирующего части
меньшей энергии), б) заметным временем жизни уровня (смещение в с
рону детектора γ-лучей, ибо задержка вводится в ветвь излучения пр
шествующего возбуждению уровня).

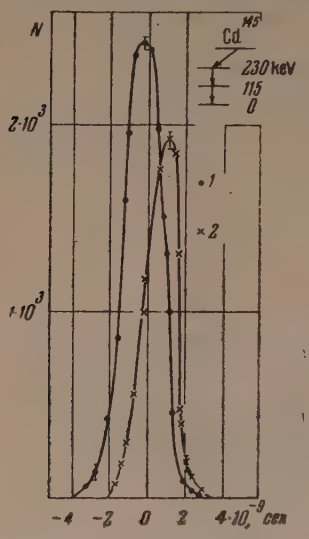


Рис. 3. Распад Gd^{145} в Eu^{145}. Кривые совпадений: *1* — $X\gamma$ и *2* — γX

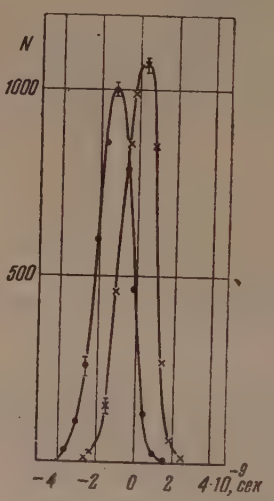


Рис. 4. Co^{60} с фильтром. Кривые совпадений

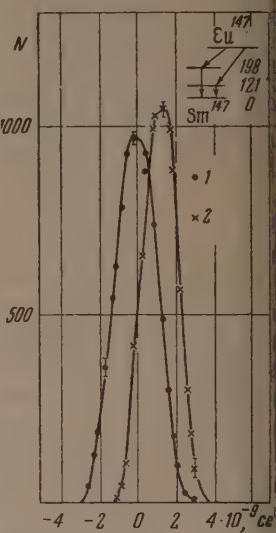


Рис. 5. Eu^{147}. Кривые со
падений: *1* — $X\gamma$ и *2* — γ

Для исключения первого, чисто методического эффекта, кроме изм
рений с исследуемым источником, в тех же рабочих интервалах произв
дились измерения γ—γ-совпадений для перехода $Co^{60} \rightarrow Ni^{60}$, ибо нижни
уровень ядра Ni^{60}, согласно опытам Метцгера [12] по резонансному ра
сеянию γ-лучей, имеет очень малое время жизни ($\tau \approx 10^{-12}$ сек). Так ка
граничная энергия комптоновского распределения γ-лучей Ni^{60} поч
в 30 раз превосходит энергию комптоновского распределения для иссл
дуемых γ-лучей и амплитуда импульсов, приходящих (после усилени
на дифференциальные анализаторы, выходит за пределы рабочей облас
анализаторов, между фосфорами и фотокатодами помещались светофил
тры, подобранные так, чтобы длина амплитудного распределения дл
γ-лучей Ni^{60} была близкой к длине амплитудного распределения для и
следуемых γ-лучей Eu^{145}.

На рис. 3 и 4 представлены результаты измерений для переход
$Gd^{145} \rightarrow Eu^{145}$ и $Co^{60} \rightarrow Ni^{60}$ соответственно.

Определялись взаимные смещения центров тяжести каждой пар
кривых [13], которые оказались равными: для перехода $Gd^{145} \rightarrow Eu$
$2\tau' = 2{,}1 \cdot 10^{-9}$ сек, для перехода $Co^{60} \rightarrow Ni^{60}$ $2\tau'' = 3{,}1 \cdot 10^{-9}$ сек. Меньш
величина смещения в первом случае говорит о наличии измеримого време
жизни уровней Eu^{145} (смещение, связанное с измеримым временем жизн
направлено в сторону, противоположную аппаратурному смещени

Разность обоих смещений дает удвоенное значение времени жизни $2\tau = 1{,}0 \cdot 10^{-9}$ сек.

Окончательно для τ мы приняли величину $\tau = (5{,}0 \pm 1{,}5) \cdot 10^{-10}$ сек. Реальность этой величины подтверждается, с одной стороны, многократным повторным ее получением, с другой — аналогичными измерениями для источника европия, произведенными в тех же рабочих интервалах, которые не дали смещения кривых (см. ниже).

Была сделана попытка установить принадлежность полученного времени жизни к одному из двух уровней Eu^{145}. С этой целью снималась кривая γ—γ-совпадений для этого перехода в энергетически эквивалентных интервалах амплитуд, установленные вне области рентгеновых лучей, спады кривой сравнивались со спадами снятой в этих же условиях кривой для перехода $Co^{60} \rightarrow Ni^{60}$. Заметного различия в форме спадов обнаружить не удалось. Тем не менее, ввиду малости полученного времени жизни мы не можем утверждать, что полученное время не связано с нижним уровнем.

В. Переход $Eu^{147} \rightarrow Sm^{147}$

Изучаемая фракция европия, выделенная из гадолиниевой фракции, после распада полуторадневного Gd^{147} содержала только 24-дневный Eu^{147}.

Схема распада Eu^{147}, установленная в опытах Городинского и др. и Антоньевой и др. [10, 11], приведена на рис. 5. Перехода между уровнями 198 keV и 121 keV не наблюдается.

Мы измеряли время жизни нижнего уровня с энергией 121 keV, весьма близкой к энергии γ-лучей перехода $Gd^{145} \rightarrow Eu^{145}$ (115 keV). Измерялись совпадения типа $X\gamma$ и γX, причем рабочий интервал анализатора в ветви, регистрирующей γ-лучи, был установлен вдалеке от максимума комптоновского распределения γ-лучей с энергией 198 keV так, чтоб влияние верхнего перехода на результаты измерений было невелико.

Опыты с Eu^{147} и с Gd^{145} с самого начала были согласованы один с другим: а) измерения производились в одних и тех же амплитудных интервалах при всех тождественных условиях; б) измерения с источниками Co^{60} всегда во времени располагались между измерениями обоих изотопов. Поэтому при вычислении времени жизни в случае источника европия использовались те же измерения с кобальтом, что и в случае источника гадолиния.

Смещение центров тяжести кривых ($X\gamma$- и γX-совпадения), полученных с источником европия (рис. 5), практически совпало с смещением кривой для источника кобальта, в противоположность результату, полученному для источника гадолиния. Эти измерения, служащие одновременно контролем правильности результата, полученного для уровней Eu^{145}, дают для верхнего предела времени жизни 121—киловольтного уровня ядра Sm^{147} значение $\tau \leqslant 2 \cdot 10^{-10}$ сек.

Г. Переход $Ir^{190} \rightarrow Os^{190}$

При электронном захвате Ir^{190} возбуждаются уровни ротационной полосы деформированного ядра Os^{190} [14].

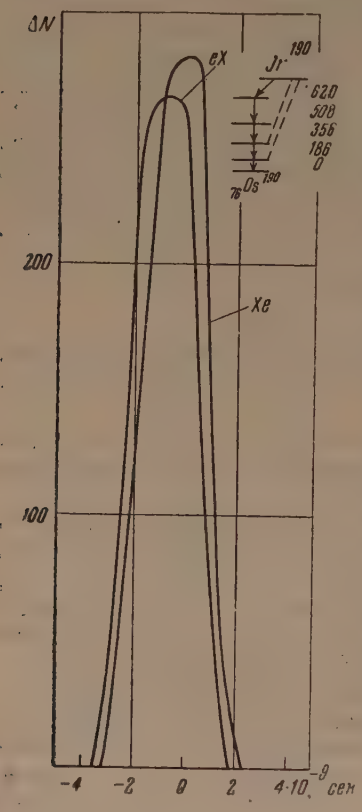
Представлялось интересным попытаться измерить время жизни первого возбужденного состояния с энергией 186 keV (рис. 6) с целью определения внутреннего квадрупольного момента ядра Os^{190}.

Препарат иридия был нанесен на фильтровальную бумагу, которая приклеивалась к алюминиевой подложке толщиной 2 мм.

Оказалось целесообразным производить измерения совпадений типа Xe и eX по следующим причинам: 1) коэффициент конверсии для нижнего перехода достаточно велик ($\sim$0,63) и на целый порядок превосходит сум-

му коэффициентов конверсии для всех вышележащих переходов, 2) до электронов конверсии от верхних переходов, импульсы которых попад ют в рабочий интервал анализатора, установленного для регистрац электронов нижнего перехода, ничтожна, вследствие большого различ энергий электронов двух упомянутых групп.

Вследствие относительно большой толщины источника, в котор благодаря многократному рассеянию про ходило размазывание энергетического спе тра электронов конверсии, оказалось возмо ным вести измерения в энергетически эквив лентных интервалах, установленных в райо комптоновского распределения от рентге вых лучей.



Измерения выполнялись при помощи дв кристаллов стильбена без упаковки с отр жателем из микронной фольги алюмини Ввиду того что, кроме совпадений типа e регистрируются совпадения типа γX и для каждой (из двух) ориентаций источни с подложкой, измерения производились с с крытым источником и с тонкой фольгой д поглощения электронов конверсии изучаем го перехода. Совпадение с электронами л лучались по разности отсчетов в этих дв случаях.

Рис. 6. Ir^{190}. Кривые eX- и Xe-совпадений, пол ченные как разности экспериментальных крив $(eX + \gamma X + X\gamma + \gamma\gamma) - (\gamma X + X\gamma + \gamma\gamma)$ и $(Xe + X\gamma + \gamma X + \gamma\gamma) - (X\gamma + \gamma X + \gamma\gamma)$ соответственн Для построения кривых eX и Xe использованы экспериментальные точки, а усредненные исходн кривые

На рис. 6 представлены результаты измерений Xe- и eX-совпад ний, из которых путем обработки для половины смещения центр тяжести кривых получается величина $3{,}6 \pm 1{,}5 \cdot 10^{-10}$ сек. Однако можн

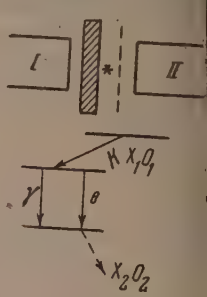


Рис. 7. X_1, O_1 — рентгеновы лучи и электроны Оже, сопровождающие K-захват; X_2, O_2 — рентгеновы лучи и электроны Оже, сопровождающие процесс конверсии. I и II — фотоумножители, звездочкой обозначен источник, заштрихованная область — подложка

показать, что для получения среднего времени жизни эту величину сл дует умножить на коэффициент 2.

Рассмотрим случай, когда источник обращен своей толстой подложко влево (рис. 7). Обозначим рентгеновы лучи и электроны Оже, сопровож дающие K-захват, соответственно через X_1 и O_1, а сопровождающие пр цесс внутренней конверсии — через X_2 и O_2 (рис. 7). Тогда в наших усл виях (после вычитания числа совпадений, полученных с тонкой фольго

справа) окажутся зарегистрированными совпадения следующих типов:

$$\underrightarrow{X_1 e};\quad \underrightarrow{X_1 O_2};\quad \underline{X_2 e};\quad \underleftarrow{X_2 O_1};$$

стрелки внизу указывают направление смещения кривой совпадений только данного типа, черта означает отсутствие смещения.

Если обозначить телесные углы для левого и правого счетчика соответственно через ω_1 и ω_2, эффективность регистрации рентгеновых лучей через ε, долю переходов, идущих по конверсионной ветви, через $K = \frac{\alpha}{\alpha+1}$, где α — коэффициент конверсии, выход люминесценции через W и число распадов источника в единицу времени через N, то, в предположении изотропности всех излучений, числа зарегистрированных совпадений каждого из типов можно представить так:

1) $C(\underrightarrow{X_1 e}) = N\omega_1\omega_2 W\varepsilon K,$

2) $C(\underrightarrow{X_1 O_2}) = N\omega_1(1-\omega_2)\omega_2 W(1-W)\varepsilon K,$

3) $C(\underline{X_2 e}) = N\omega_1\omega_2 W\varepsilon K,$

4) $C(\underleftarrow{X_2 O_1}) = N\omega_1(1-\omega_2)\omega_2 W(1-W)\varepsilon K.$

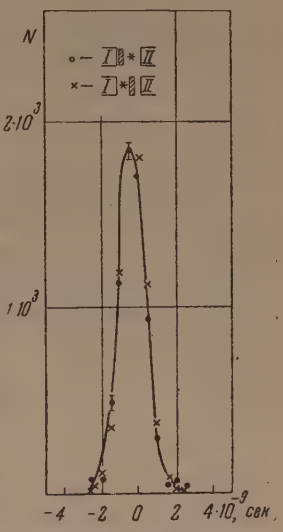


Рис. 8. Co^{60} со светофильтром. Кривые совпадений. Обозначения те же, что на рис. 7

Числа совпадений второго и четвертого типов невелики, ибо для случая $Z = 76$ $1 - W = 0{,}05$ [15]; кроме того, они равны и вызывают смещение центра тяжести кривой совпадений в противоположных направлениях и, следовательно, не повлияют на его положение. Совпадения третьего типа «быстрые», следовательно, их центры тяжести не смещаются. Они имеют тенденцию уменьшать смещение центра тяжести результирующей кривой совпадений. Так как число этих совпадений в точности такое же, как число интересующих нас совпадений типа $X_1 e$, то наблюденное в нашем опыте смещение центра тяжести кривой совпадений оказывается заниженным вдвое. Поэтому в качестве экспериментального времени жизни первого возбужденного уровня ядра Os^{190} следует принять величину

$$\tau = (7{,}2 \pm 3{,}0)\cdot 10^{-10} \text{ сек},$$

или

$$T_{1/2} = (5{,}0 \pm 2{,}1)\cdot 10^{-10} \text{ сек}.$$

На рис. 8 приведены результаты контрольного опыта, выполненного с источником Co^{60} в тех же эквивалентных рабочих интервалах, что и с источником Ir^{190}, но со светофильтром. Видно, что точки для $\beta\gamma$- и $\gamma\beta$-совпадений хорошо укладываются на одну кривую.

Обсуждение результатов

В тех случаях, когда известны мультипольности переходов, из экспериментальных значений времени жизни уровней можно извлечь различные сведения, связанные со структурой ядра.

По данным работы [7], переход с энергией 56,7 keV в ядре Er^{167} является переходом смешанного типа: 25% $E2$- и 75% $M1$-переходов. Воспользовавшись интерполяционными таблицами Г. Ф. Драницыной [16] для коэффициентов конверсии на L-оболочке, основанных на данных Роу-

за [17], получаем для нашего перехода $\alpha_L = 5{,}05$ или $\alpha_{полн} = 6$. Тогда для радиационного периода полураспада имеем

$$T_\gamma = T_{эксп}(1+\alpha) = 2{,}0 \cdot 7 \cdot 10^{-9} = 1{,}4 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Для парциальных радиационных периодов полураспада получаем

$$T_\gamma(E2) = 5{,}6 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$$
$$T_\gamma(M1) = 1{,}87 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Вычисления по формулам Вайскопфа [18], основанные на модели одно частицы, дают

$$T_{\gamma, W}(E2) = 1{,}73 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$$
$$T_{\gamma, W}(M1) = 1{,}2 \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

Таким образом, электрический квадрупольный переход оказывается сильно ускоренным. Фактор ускорения равен

$$F = \frac{T_{\gamma, W}(E2)}{T_\gamma(E2)} = \frac{1{,}73 \cdot 10^{-5}}{5{,}6 \cdot 10^{-8}} = 310.$$

Это обстоятельство вполне естественно для ядра Er^{167}, содержащего 17 нейтронов сверх заполненной оболочки и принадлежащего к числу сильно деформированных ядер.

Наоборот, магнитный дипольный переход оказывается сильно замедленным. Фактор замедления равен:

$$F = \frac{T_{\gamma, W}(M1)}{T_\gamma(M1)} = \frac{1{,}2 \cdot 10^{-10}}{1{,}87 \cdot 10^{-8}} = 6{,}7 \cdot 10^{-3} \approx \frac{1}{160}.$$

Этот переход, очевидно, принадлежит к группе замедленных магнитных дипольных переходов [19]. Причина замедления, по-видимому, связана с коллективной природой магнитного перехода.

В работе [7] возбужденному состоянию 207 keV приписывается спин $^1/_2^-$, а состояние 267 keV одно из значений: $^1/_2^+$, $^3/_2^+$, $^3/_2^-$. Однако в [8] указывается на значение $\frac{3^-}{2}$ как на наиболее вероятное.

У сильно деформированного ядра Er^{167} (17 нейтронов сверх заполненной оболочки) предположение, что вращательная полоса начинается с первого возбужденного уровня и проекция момента количества движения на ось симметрии ядра $\Omega = \frac{1}{2}$ дает для внутреннего квадрупольного момента значение $Q_0 = 17 \cdot 10^{-24}$ см^2. Это значительно превосходит значения квадрупольного момента в рассматриваемой области массовых чисел ($Q_0 \approx 8 \cdot 10^{-24}$ см^2).

Не исключена возможность, что указанное расхождение объясняется неточностью значения пропорции 25% $E2$ и 75% $M1$ для смешанного перехода, даваемой в работе [7], и что доля переходов типа $E2$ значительно меньше.

Интерпретация результата измерения для перехода $Gd^{145} \rightarrow Eu^{145}$ невозможна не только потому, что ничего неизвестно о мультипольности γ-переходов Eu^{145}, но также и потому, что имеется неопределенность в идентификации исследуемых γ-лучей (115 keV). Согласно данным А. А. Башилова, существуют две пятидневные активности европия: одна из них принадлежит, по-видимому, Eu^{145}, другая — какому-то другому изотопу европия.

Полученное значение верхнего предела для времени жизни первого возбужденного состояния Sm^{147} в предположении о смешанном типе

перехода $(E2+M1)$ дает для радиационного времени с учетом конверсии несколько более высокое значение верхнего предела $\tau_\gamma \leqslant 5\cdot10^{-10}$ сек.

Вычисления по формулам Вайскопфа дают

$$T_{\gamma,W}(M1) = 1{,}8\cdot10^{-11} \text{ сек}$$

и

$$T_{\gamma,W}(E2) = 6{,}7\cdot10^{-7} \text{ сек.}$$

Так как ядро Sm^{147}, имеющее всего три нейтрона сверх заполненной оболочки, принадлежит к числу круглых ядер, то фактор ускорения для переходов типа $E2$ должен быть равен примерно 10. С другой стороны, переходы типа $M1$, как правило, замедлены на два порядка и более. В таком случае видно, что наш результат для верхнего предела времени жизни противоречит предположению о смеси типа $E2+M1$.

Вычисления такого же рода, выполненные для переходов $E1$ и $M2$, показали, что измеренный предел времени жизни не противоречит почти чистому переходу типа $E1$ ($\tau_{\gamma,W}(E1) \approx 2{,}6\cdot10^{-13}$ сек), если учесть, что переходы этого типа могут быть замедлены на три порядка, как, например, в случае перехода с энергии 146 keV в ядре Lu^{177} [20]. Однако предположение о переходе типа $E1$ плохо согласуется с отношением α_K/α_L, которое, согласно измерениям А. А. Башилова, равно $\sim 3{,}5$, тогда как теоретически оно несколько выше для такого перехода.

Из наблюденного значения среднего времени жизни первого возбужденного состояния $_{76}Os^{190}$, учтя конверсию на всех оболочках (конверсия на K-оболочке вычислялась по таблицам [21]) и приняв $\alpha = 0{,}71$, получаем $\tau_\gamma = 1{,}2\cdot10^{-9}$ сек. Вычисление по формуле Вайскопфа дает $\tau_{\gamma,W}(E2) = 5{,}6\cdot10^{-8}$ сек и фактор ускорения $F \approx 47$. Использовав для приведенной вероятности формулу Бора (1) для четно-четных ядер

$$B(E2) = \frac{15}{32\pi}\cdot e^2Q_0^2\frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)},$$

получаем $Q_0 = (4{,}2\pm0{,}9)\cdot10^{-24}$ см^2 и параметр деформации

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{5Q_0}{4zR_0^2} = 0{,}14$$

вместо 0,3 в области больших деформаций.

Для изотопов $_{76}Os^{186}$ и $_{76}Os^{188}$, которые имеют 110 и 112 нейтронов, внутренние квадрупольные моменты равны, соответственно, $5{,}5\cdot10^{-24}$ см^2 и $5{,}1\cdot10^{-24}$ см^2 [22]. В этой области деформация ядра уже уменьшается по мере заполнения оболочки и при добавлении еще двух нейтронов у изотопа $_{76}Os^{190}$ она должна сделаться еще меньшей. Уменьшение должно быть значительным, как мы и наблюдаем, ибо при переходе от 114 нейтронов ($_{76}Os^{190}$) к 116 нейтронам в оболочке ($_{76}Os^{192}$) уменьшение деформации происходит скачком и вращательная структура уровней переходит в вибрационную [23].

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Б. С. Джелепову с сотрудниками, А. А. Башилову с сотрудниками и А. Н. Мурину с сотрудниками за ознакомление с данными их опытов с исследуемыми изотопами до опубликования. Мы весьма обязаны В. П. Джелепову и персоналу синхроциклотрона, усилия которых сделали возможными наши исследования [23].

Ленинградский физико-технический
институт Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Bohr A., Rotational States of Atomic., Copenhagen 1954; Проблемы современной физики, *1*, 5 (1956).
2. Берлович Э. Е., Изв. АН СССР, Серия физич., 20, *12*, 1438 (1956).
3. Берлович Э. Е., Изв. АН СССР, Серия физич., 19, 343 (1955).
4. Берлович Э. Е., ПТЭ, *1*, (1958).
5. Bell R., Graham R., Petch H., Canad. J. Phys, 30, 35 (1952).
6. Берлович Э. Е., Шиляев Б. К., ПТЭ, *1*, (1958).
7. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 918 (1957).
8. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 1004 (1957).
9. Bell R., Beta- and gamma-ray spectroskopy. Ed K. Siegbahn, p. 132.— North Holland Publishing Gompany, Amsterdam, 1955.
10. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Доклад на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии. Январь.— Изд. АН СССР, 1957.
11. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Доклад на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии. Январь.— Изд. АН СССР, 1957.
12. Metzger Franz R., Phys. Rev., 103, 983 (1956).
13. Bay Z., Phys. Rev., 77, 419 (1950).
14. Aten A. H. W., de Feifer G. D., Sterk M. J., Wapstra A. H. Physica, 21, 990, 740 (1955).
15. Bergström I., Beta and gamma-ray spectroskopy.— Ed K. Siegbahn, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1955.
16. Драницына Г. Ф., Коэффициенты внутренней конверсии на L_I — L_{II} — L_{III} подоболочках.— Изд. АН СССР, 1957.
17. Rose M. E., Beta- and gamma-ray spectroskopy,— Ed K. Siedbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1955.
18. Блатт Дж. и Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика.—ИЛ, 1954
19. Graham R., Bell R., Canad. J. Phys., 31, 377 (1953).
20. De Waard H., Philos. Mag., 46, *375*, 445 (1955).
21. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения, ч. 1.— Изд. АН СССР, 1956.
22. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winter A., Rev Modern. Phys., 28, *4*,432 (1956).
23. Пекер Л. К., Слив Л. А., Доклад на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии. Январь.— Изд. АН СССР, 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. Г. ЛЕЙТЕЙЗЕН, А. Г. БЕРКОВСКИЙ, И. Я. БРЕЙДО,
Б. М. ГЛУХОВСКОЙ, О. С. КОРОЛЬКОВА и Е. И. ТАРАСОВА

НОВЫЕ ПРОМЫШЛЕННЫЕ ТИПЫ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

В настоящее время подготовлен к промышленному выпуску или начат выпуск некоторых новых типов ФЭУ, разработанных авторами статьи.

ФЭУ спектрометрический

Недавно начат выпуск специального умножителя для сцинтилляционных спектрометров — ФЭУ-29 (рис. 1, *г*). Амплитудное разрешение партии этих умножителей, измеренное с кристаллом NaJ(Tl) и препаратом Cs^{137}, показано на рис. 2. Величина разрешения измерялась при подобранном (и указываемом в паспорте) для каждого умножителя режиме питания первых каскадов. Практика ряда месяцев выпуска ФЭУ-29 показывает, что индивидуальные режимы отдельных умножителей достаточно близки друг к другу по соотношению междукаскадных напряжений.

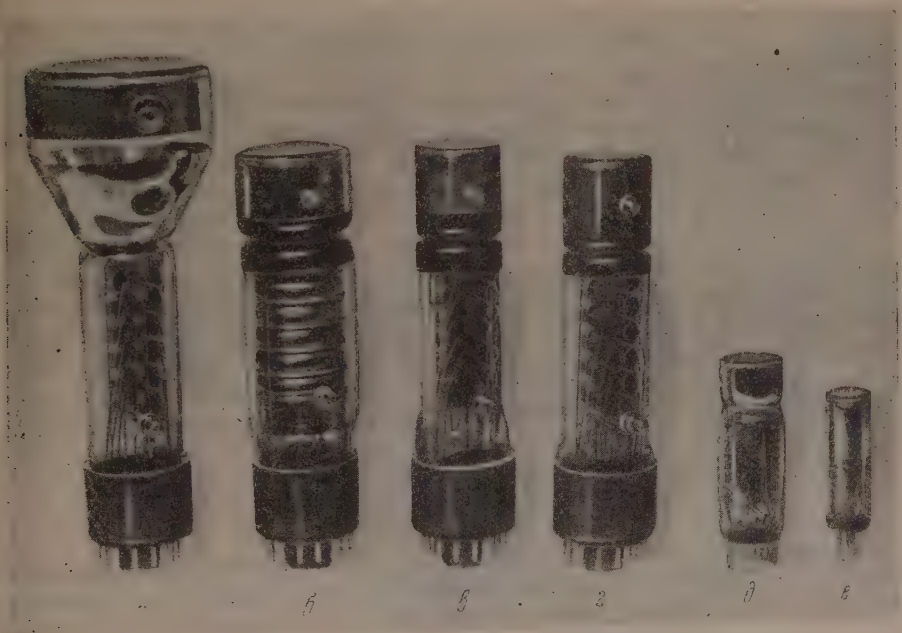


Рис. 1. Новые типы ФЭУ: *а* — ФЭУ-24, *б* — макетный образец ФЭУ с торовидными динодами; *в* — ФЭУ-33, *г* — ФЭУ-29, *д* — ФЭУ с висмуто-серебряно-цезиевым катодом, *е* — миниатюрный ФЭУ

В ближайшее время, на основе данных предварительных опытов [1], намечено провести массовые испытания при усредненном типовом режиме, введение которого существенно для геологоразведывательной и другой серийной аппаратуры.

Хорошее амплитудное разрешение умножителей ФЭУ-29 обеспе
вается сравнительно большой чувствительностью их катодов: интегра
ная — больше 30 μ A lm^{-1} в среднем 40—45 μA lm^{-1}, «синяя» — боль
6 μ A lm^{-1}, что соответствует квантовому выходу более 9% при $\lambda \approx 4000$
Кроме того, электронная оптика входа умножителя обеспечивает
роший сбор электронов с катода на первый динод и минимальные потери
первых каскадах. Амплитуда шумов, измеренная по отношению к фо
пику $Cs^{137} \rightarrow NaJ(Tl)$ на уровне 50 имп сек$^{-1}$, не превышает 5÷8 k
при значительном проценте умножителей с шумами около 3 keV.

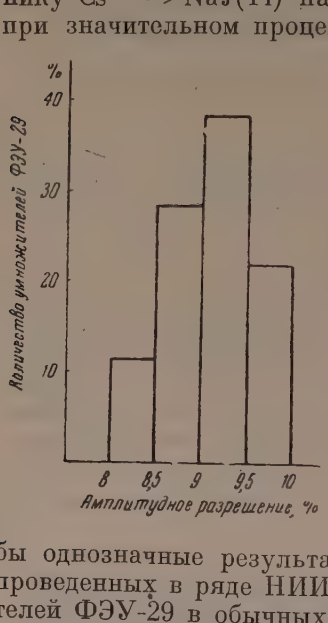


Рис. 2. Амплитудное разрешение партии ФЭУ-
(1000 шт.). По оси абсцисс отложена относительна
полуширина линии Cs^{137} с кристаллом NaJ(Tl)

Световая характеристика линейна до а
плитуды выходного импульса, равной 7—8
на нагрузке около 50 kΩ при паразитной е
кости $\leqslant$10 pF при указанном в паспор
режиме.

Существенным эксплуатационным пар
метром любых фотоэлектронных умножи
лей являтся стабильность. По-видимому, в н
стоящее время еще нет такой методики исп
таний ФЭУ на стабильность, которая дава
бы однозначные результаты. По имеющимся у нас данным измерени
проведенных в ряде НИИ и других ограницациях, большинство умнож
телей ФЭУ-29 в обычных условиях работают в гамма-спектрометрах д
статочно стабильно. Заводские испытания показывают, что большая час
умножителей после 30-минутного прогрева вместе с аппаратурой да
дрейф фотопика $Cs^{137} \rightarrow NaJ(Tl)$ не более ±1,5% в течение часа.

С целью изучения возможности дальнейшего улучшения стабильност
недавно изготовлена опытная партия умножителей такой же констру
ции, но с динодами из различных сплавов. Основные параметры, шум
и амплитудное разрешение этих умножителей такие же, как у ФЭУ-2
но их рабочее напряжение выше в среднем на 30—50%. Вопрос о том
имеют ли они существенные преимущества в стабильности, в настояще
время выясняется путем параллельных испытаний на заводе и в ряде на
учных организаций. На заводе проводится также экспериментальное и
следование влияния технологических факторов и конструкции динодо
на стабильность ФЭУ.

ФЭУ с увеличенным катодом

Для ряда работ необходим фотоэлектронный умножитель с диаметро
катода 70—80 мм. Такой умножитель (ФЭУ-24 рис. 1,*а*) в настояще
время выпускается опытными партиями и подготавливается к серий
ному выпуску. Умножитель имеет плоский катод (ϕ 75 мм), поэтому
оптический контакт с кристаллом осуществляется без переходного свето
провода.

Электронооптическая система катод — первый динод подбиралась
путем моделирования в электролитической ванне. Качество фокусировк
проверялось на опытных умножителях в специальной установке для кон
троля неравномерности чувствительности катода. Эта установка содержи
две электроннолучевые трубки — освещающую и приемную с синхронизи
рованными растровыми развертками. Растр освещающей трубки с помощь

фотообъектива проектируется на катод ФЭУ. Выходной сигнал умножителя может подаваться либо на модулятор, либо на отклоняющие по X или по Y пластины приемной трубки, что позволяет в первом случае наблюдать зонное распределение чувствительности по катоду, а во втором — делать количественную оценку неравномерности по «строкам» или «кадрам».

После опробования ряда вариантов была выбрана конструкция катодной линзы, результаты моделирования которой показаны на рис. 3. Большое внимание было уделено также входным каскадам умножительной системы, поскольку, как выяснилось, равномерность зонной характеристики умножителя зависит и от них. Умножитель имеет 13 динодов. Катод, фокусирующее кольцо и анод выведены на колбу, причем первые два вывода осуществлены в виде «кнопки». Общая длина умножителя — 235 мм, цоколь 14-штырьковый.

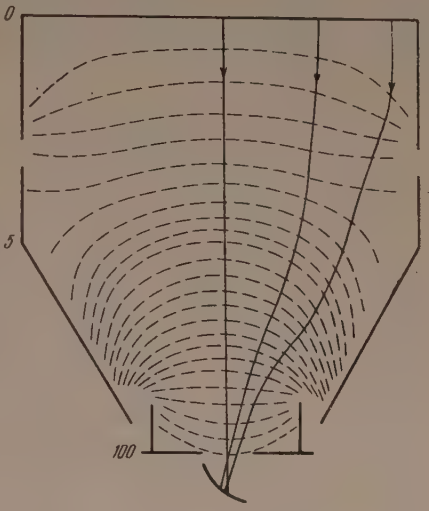


Рис. 3. Катодная линза ФЭУ-24

По предварительным данным, умножители имеют следующие средние значения статических параметров: интегральная чувствительность катода 35—40 $\mu A\ lm^{-1}$, «синяя» чувствительность — 7 $\mu A\ lm^{-1}$. Усиление составляет примерно $(2 \div 5) \cdot 10^5$ при полном напряжении 1400—1500 V. При более высоких напряжениях оно может достигать 10^7. Плотность термотока с катода составляет в среднем $5 \cdot 10^{-15}$ Acm^{-2}. Статические характеристики даны для случая одинаковых междукаскадных напряжений, причем напряжение на промежутке фокусирующее кольцо — катод равно нескольким вольтам.

Импульсные характеристики измерялись при индивидуально подобранном для каждого умножителя режиме питания на первых каскадах, обеспечивающем лучшее амплитудное разрешение (указывается в паспорте). Как и для ФЭУ-29, в дальнейшем намечается установить типовой режим.

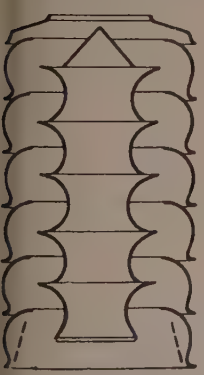


Рис. 4. Схема умножительной системы на проводящих динодах

Амплитудное разрешение, измеренное с кристаллом NaJ(Tl) диаметром 30 мм по Cs^{137} составляет 9—11% в центре катода, ухудшаясь к краям его не более чем на 1—1,5%. Шумы, измеренные по тому же кристаллу, не превышают 10 keV для большинства умножителей, причем значительный процент имеет шумы $\leqslant 5$ keV. Линейность световой характеристики сохраняется до амплитуды импульсов 7 V при нагрузке 50 kΩ и паразитной емкости $\leqslant 10$ pF.

Были проведены испытания трех больших кристаллов NaJ(Tl) ϕ 55,65 и 75 мм, любезно предоставленных нам Л. М. Беляевым и В. И. Старцевым. С умножителем, амплитудное разрешение которого при кристалле ϕ 30 мм было в центре 9%, а на краю $\leqslant 10{,}5\%$, получены соответственно для указанных кристаллов полуширины γ-линии 9,8, 11,0, 11,5%.

Этот же умножитель при освещении вспышками газоразрядной лампочки, равными по яркости сцинтилляциям $Cs^{137} \rightarrow NaJ(Tl)$, дал разрешение около 6%.

ФЭУ «временно́й»

Для проведения важных исследований в области физики атомного яд необходимы фотоэлектронные умножители с высокой временной раз шающей способностью. Наряду с требованиями к «общим» параметр (включая хорошее амплитудное разрешение), к временным ФЭУ пред является требование минимального разброса по времени прохожден «электронного пакета» через умножитель при максимально крутом передн фронте импульса на выходе. Повышенные требования предъявляются к токовым характеристикам: должен быть обеспечен выходной ток поряд 0,5 А в импульсе.

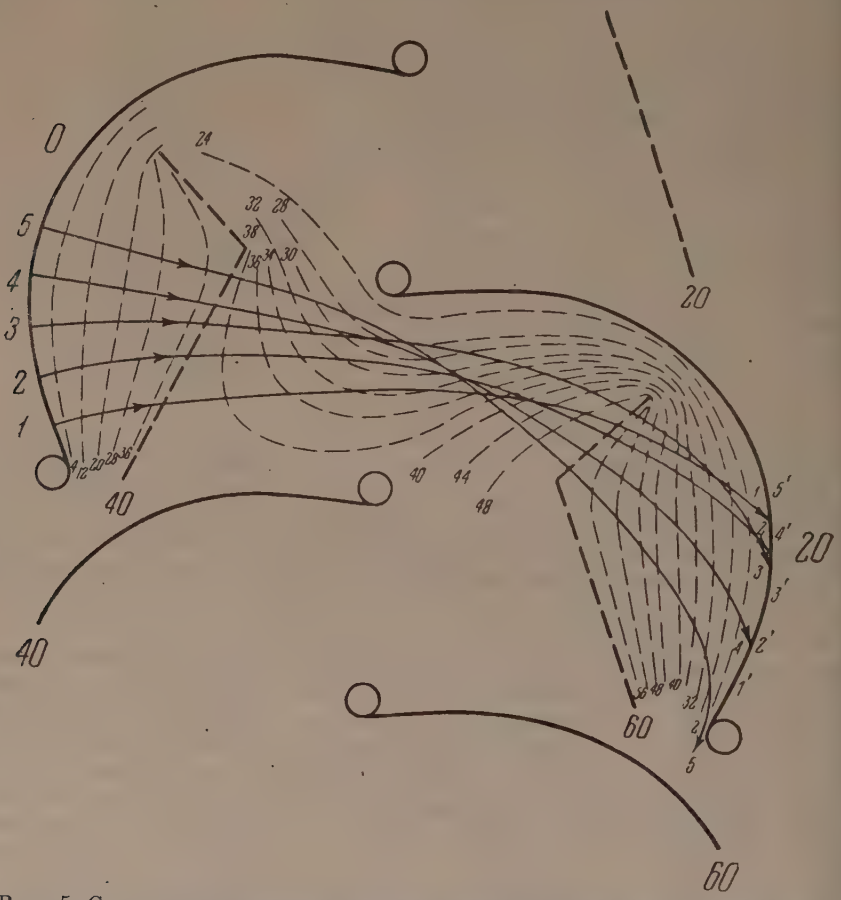


Рис. 5. Схема умножительной системы с ускоряющими сетками (ФЭУ-33). Цифры у динодов и сеток показывают потенциалы электродов в относительных единицах

Хорошее временно́е разрешение может иметь место, если обеспечен 1) достаточно изохронный сбор фотоэлектронов на первый динод и 2) м лый разброс времени пролета электронов в умножительной системе.

Для выполнения пе́рвого условия необходимы высокие начальн градиенты у эмиттирующей поверхности. Уменьшение с этой целью ра стояния катод — диафрагма неизбежно связано с уменьшением рабоче поверхности катода, что неприемлемо. Поэтому была предпринята п пытка добиться изохронного сбора фотоэлектронов с помощью вспом гательных электродов, монтируемых на диафрагме.

После моделирования ряда вариантов была найдена простая систем давшая хорошие результаты. В пространство катод — диафрагма был вв

ден цилиндрический электрод, находящийся под потенциалом диафрагмы. Согласно измерениям, проведенным А. С. Белоусовым в Физическом институте АН СССР им. Лебедева, использование этой конструкции в умножителях ФЭУ-19 улучшило временное разрешение приблизительно вдвое (см. рис. 7, кривая *2*), по сравнению с ФЭУ-19 без цилиндра.

Умножительные системы, обеспечивающие малый разброс времени пролета, разрабатывались в двух основных направлениях: а) системы с

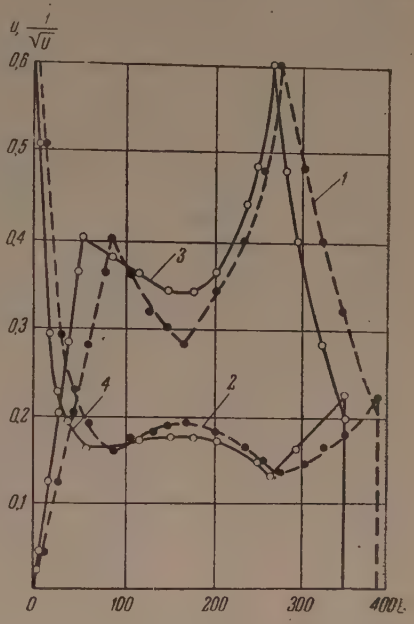


Рис. 6. Изменение потенциалов (U) и функция $\frac{1}{\sqrt{U}}$ траекторий электронов с крайними значениями времен пролета: *1* — изменение потенциала вдоль наиболее длинной из построенных траекторий, *2* — соответствующая кривой *1* функция $\frac{1}{\sqrt{U}}$, *3* — изменение потенциала вдоль наиболее короткой из построенных траекторий, *4*— соответствующая кривой *3* функция $\frac{1}{\sqrt{U}}$

торовидными динодами (рис. 1,*б* и рис. 4) и б) системы с ускоряющими сетками (рис. 1,*в*).

Система с торовидными динодами была впервые описана М. Бирманом [2]. Преимущества ее: а) большая величина рабочих поверхностей динодов и, следовательно, большие допустимые токовые нагрузки; б) входное отверстие диафрагмы может иметь больший диаметр, что улучшает изохронность сбора фотоэлектронов; в) отсутствие краевых эффектов, искажающих поле, отсутствие острых боковых краев динодов, благодаря этому устранение одного из возможных источников неста-

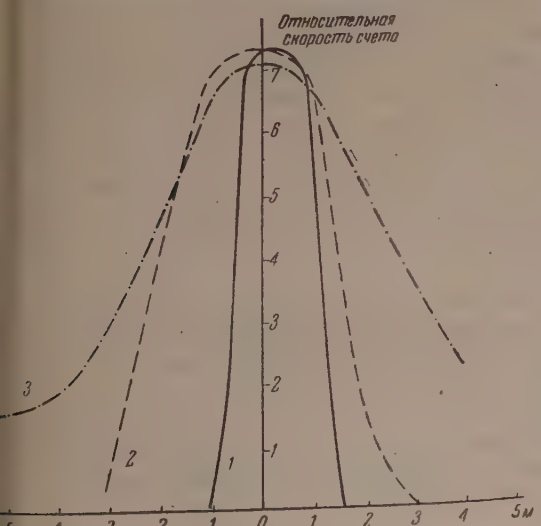


Рис. 7. Кривые задержанных совпадений умножителей ФЭУ-19 (*1*), ФЭУ-19 с ускоряющим цилиндром (*2*) и ФЭУ-33 (*3*). 1 м кабеля эквивалентен задержке $4 \cdot 10^{-9}$ сек

бильности при высоких напряжениях и отсюда — возможность улучшать временные характеристики путем повышения междукаскадных напряжений.

Конфигурации динодов, обеспечивающие минимальный разброс времени пролета, подбирались с помощью электролитической ванны. Мак-

симальный разброс однокаскадного пролета в найденной системе не пр
вышал $1{,}5 \cdot 10^{-9}$ сек (при напряжении 200 V/каскад), причем эта разнос
существенно не накапливалась после прохождения нескольких каскадо

Уменьшение времени пролета электронов и его флюктуаций может бы
достигнуто повышением напряженности поля, особенно на начальн
участке траекторий (за счет нейтр
лизации влияния начальных ск
ростей вторичных электроно
Увеличение градиентов поля сп
собствует также рассасывани
объемного заряда на последни
каскадах, что позволяет получи
бо́льшие выходные токи.

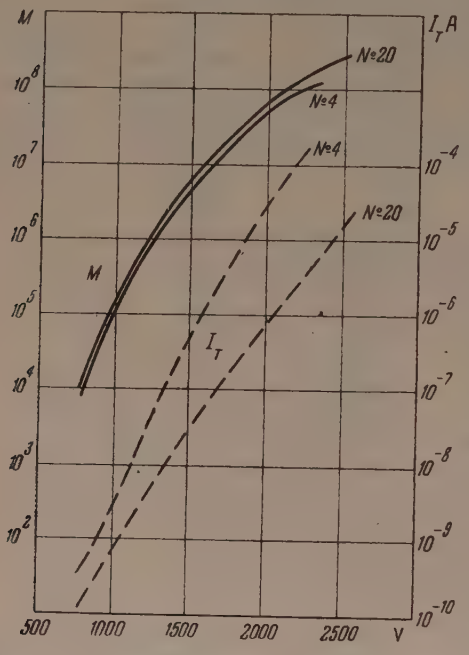


Рис. 8. Характеристики усиления (M) и темнового тока (I_T) ФЭУ-33. По оси абсцисс отложено напряжение питания ФЭУ в вольтах

Введение перед каждым дин
дом специальной сетки, находяще
ся под потенциалом одного из п
следующих динодов, создает сил
ное и достаточно равномерное у
коряющее поле у эмиттирующи
поверхностей, необходимое дл
получения малого разброса време
пролета электронов. Напряжени
динод — сетка было выбрано ра
ным удвоенному каскадному.

Моделирование первых вариа
тов умножительных систем с се
ками показало, что сильное уско
ряющее поле у поверхности дино
дов значительно усложняет фоку
сировку первичных электроно
для которых поле у динодо
является тормозящим. После моде
лирования большого числа вари
антов была найдена система, обеспечивающая хорошую фокусировк
электронов и минимальный разброс пролетного времени (рис. 5).

Изменение потенциалов вдоль траекторий с крайними значениями вре
мен пролета в умножительной системе рис. 5 изображены на рис. 6. На то
же чертеже построены соответствующие этим траекториям функции $1/\sqrt{U}$
ограничивающие площади, пропорциональные пролетным временам.

Расчеты максимальной разности времен пролета для умножительной
системы с сетками дали величину, равную $4{,}4 \cdot 10^{-10}$ сек (при напряжени
100 V/каскад), что в 3—4 раза меньше, чем в умножительной систем
Н4646 [3].

Сравнительные измерения временных характеристик нескольких эк
земпляров ФЭУ с ускоряющими сетками (ФЭУ-33) и ФЭУ-19 на схемах
двойных совпадений, проведенные в ФИАНе А. С. Белоусовым, показали
что для первых ширина «горки» в 3—4 раза меньше (рис. 7).

Амплитудное разрешение опытных образцов ФЭУ с ускоряющими сет
ками, измеренное в условиях, описанных выше, оказалось равным 9—10%

Опытные образцы умножителей с ускоряющими сетками имеют уси
ление порядка 10^8 при напряжениях около 2,5—3,0 kV (рис. 8).

ФЭУ с висмуто-серебряно-цезиевым катодом

Для работы в красной области видимого спектра умножители с сурь
мяно-цезиевыми катодами непригодны, так как их длинноволновая граница
практически находится в области 5800—6000 Å. Наилучшее отношени

сигнала к шуму в области длин волн примерно от 5500 до 8000 Å дают висмуто-серебряно-цезиевые катоды. Опытные образцы умножителей с такими катодами изготовляются в двух габаритах: ФЭУ-29 (рис. 1, *г*) и меньшего габарита (рис. 1, *д*).

Умножители имеют 11 каскадов усиления. Интегральная чувствительность катодов составляет в среднем 45—50 μA lm^{-1}. Усиление порядка 10^5—10^6 при полном напряжении питания 1400—1600 V. Малогабаритный умножитель отличается большой вибропрочностью.

Миниатюрный ФЭУ

(Рис. 1, *е*). В ряде приложений ФЭУ существенную роль играют габаритные вопросы. Исходя из этого, в настоящее время разработана конструкция восьмикаскадного миниатюрного умножителя ФЭУ, наружный диаметр которого не превышает 22,5 мм, а высота 65 мм (без штырьков). Сурьмяно-цезиевый плоский полупрозрачный катод имеет рабочий диаметр 18 мм. Его чувствительность не менее 25 μ A lm^{-1}.

Умножитель обеспечивает усиления до 10^5 при напряжении 900—1000 V. Темновые токи — порядка 10^{-8} А.

Цитированная литература

1. Лейтейзен Л. Г., Глуховской Б. М., Брейдо И. Я., Кристаллография, 2, 290 (1957).
2. Biermann M., Radio und Fernsehen., *10*, 292 (1955).
3. Morton J. A., Advances in Electronics, 4, 69 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

ТЕМАТИЧЕСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

т. XXI журнала «Известия АН СССР, Серия физическая» за 1957 г.

МАТЕРИАЛЫ VIII ВСЕСОЮЗНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ПОЛУПРОВОДНИКАМ

(Продолжение, см. № 12 за 1956 г.)

№ 1

Ст

М. А. Кривоглаз и С. И. Пекар. Метод шпуров для электронов проводимости в полупроводниках. I. Слабое взаимодействие электронов с колебаниями
М. А. Кривоглаз и С. И. Пекар. Метод шпуров для электронов проводимости в полупроводниках. II. Вариационный метод . . . . . .
М. А. Кривоглаз и С. И. Пекар. Влияние полярного эффекта на термодинамику электронов проводимости в полупроводниках . . . . . .
Э. И. Рашба. Взаимодействие экситонов с молекулярной решеткой . . . . .
К. Б. Толпыго. Исследования по микротеории кристаллов . . . . . .
И. М. Дыкман. Теория экситонов в ионных кристаллах . . . . . .
М. Ф. Дейген. Взаимодействие локализованных электронов с акустическими колебаниями в гемеополярных кристаллах . . . . . .
А. И. Ансельм и Л. И. Коровин. Состояние электрона примесного центра в анизотропном кристалле . . . . . .
Ю. Е. Перлин. К теории рекомбинаций электронов с примесными центрами ионных кристаллов . . . . . .
Л. Сосновский. О рекомбинации при соударении носителей тока в полупроводниках . . . . . .
О. Ф. Томасевич. Возбужденные состояния двухэлектронных центров окраски в ионных кристаллах α- и β-полосы . . . . . .
И. П. Ипатова. Об энергетическом спектре экситона в ионном кристалле . .
В. Л. Бонч-Бруевич. Об одном механизме рекомбинации носителей тока в сильно легированных полупроводниках . . . . . .
Ю. Н. Образцов. Некоторые особенности термодинамики фононного и электронного газа в твердом теле . . . . . .
Г. Е. Пикус. Термо- и гальваномагнитные эффекты в полупроводниках при учете изменения концентрации носителей тока . . . . . .
А. И. Губанов. Длина свободного пробега электрона в жидких и аморфных проводниках . . . . . .
Л. Э. Гуревич. Взаимодействие электронов полупроводников с колебаниями решетки при сверхнизких температурах . . . . . .
Н. А. Горюнова. Некоторые вопросы кристаллохимии соединений со структурой цинковой обманки . . . . . .
Б. Ф. Ормонт, Н. А. Горюнова, И. Н. Агеева и Н. Н. Федорова. К теории фаз переменного состава со структурой цинковой обманки (Об исследовании возможной области гомогенности соединений типа $A^{III} B^{V}$) . . . .
Н. Х. Абрикосов. Физико-химический анализ некоторых полупроводниковых систем . . . . . .
Н. Н. Шефталь, Н. П. Кокорин и А. В. Красилов. Кристаллизация монокристаллических слоев кремния и германия из газовой фазы . . . . . .
Ю. И. Гриценко. Получение монокристаллических образцов закиси меди . .
В. В. Мумладзе. Исследование коэффициентов самодиффузии ионов J и K в щелочно-галоидных кристаллах, облученных рентгеновыми лучами . . . .

№ 2

С. З. Рогинский. Некоторые проблемы полупроводникового катализа . . . .
Ф. Ф. Волькенштейн. О задачах, стоящих перед теорией полупроводников в связи с проблемой катализа . . . . . .
Ф. Ф. Волькенштейн. О некоторых вопросах полупроводникового катализа
Н. П. Кейер, С. З. Рогинский и И. С. Сазонова. Исследование каталитических свойств твердых растворов на основе закиси никеля . . . . . .
И. А. Мясников. Связь каталитической активности окиси цинка с ее электропроводностью и влияние оптического излучения на эти свойства . . . .
В. И. Ляшенко и И. И. Степко. Краткие итоги изучения связи поверхностных электронных состояний полупроводника с каталитическими явлениями . . .

С. Ю. Елович и Л. Я. Марголис. Изучение адсорбции газов на двуокиси марганца методом электропроводности 206
В. Б. Сандомирский. Влияние адсорбции на электропроводность и работу выхода полупроводника 211
Е. Ф. Гросс и А. А. Каплянский. Поглощение света в кристаллах галогенидов ртути 220

МАТЕРИАЛЫ V ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ПРИМЕНЕНИЮ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ К ИССЛЕДОВАНИЮ МАТЕРИАЛОВ

(Окончание, см. № 6 и 7 за 1956 г.)

№ 2

Г. И. Аксенов и В. А. Мощанский. Экспериментальная проверка влияния анизотропии кристаллитов на форму дебаевского кольца от напряженного образца 226

МАТЕРИАЛЫ I СОВЕЩАНИЯ ПО СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСТВУ

№ 2

Г. А. Смоленский. Краткий обзор некоторых результатов исследования сегнетоэлектриков за последние годы 233
И. С. Желудев и Л. А. Шувалов. Ориентация доменов и макросимметрия свойств сегнетоэлектрических монокристаллов 264
Ю. Н. Веневцев и Г. С. Жданов. Кристаллохимия сегнетоэлектриков со структурой типа перовскита 275
И. С. Желудев и Р. Я. Ситько. Характер изменения доменной структуры сегнетовой соли в переменных электрических полях 286
М. А. Чернышева. Некоторые детали доменного строения кристаллов сегнетовой соли (по оптическим наблюдениям) 289

№ 3

Н. С. Новосильцев, А. Л. Ходаков, М. Л. Шолохович, Е. Г. Фесенко и О. П. Крамаров. Выращивание и исследование монокристаллов сегнетоэлектриков 295
Е. Г. Фесенко, О. П. Крамаров, А. Л. Ходаков и М. Л. Шолохович. Некоторые особенности монокристаллов $PbTiO_3$ и монокристаллов твердых растворов (Ba, Pb) TiO_3. 305
А. И. Стеханов. Структура полосы OH в кристаллах, содержащих водородную связь 311
А. Н. Лазарев. К вопросу о форме потенциальной кривой водородной связи в некоторых кристаллах 322
В. А. Юрин. Особенности сегнетоэлектрических свойств кристаллов сегнетовой соли, подвергшихся радиоактивному облучению 329
И. Я. Эйснер. О некоторых особенностях диэлектрического гистерезиса сегнетовой соли 334
Р. Е. Пасынков. О микроскопических теориях сегнетоэлектрических свойств титаната бария 340
В. Х. Козловский. Динамика ионов и электростатическая энергия сегнетоэлектриков 352
В. И. Клячкин. К теории ориентационного упорядочения молекулярных кристаллов 359
Л. П. Холоденко. К теории гистерезисных явлений в $BaTiO_3$ 368
С. В. Богданов, Б. М. Вул и А. М. Тимонин. О связи между диэлектрическими, пьезоэлектрическими и упругими свойствами поликристаллической керамики и монокристалла 374
Б. М. Вул. О нелинейных свойствах сегнетоэлектриков 379
В. А. Боков. Поведение некоторых сегнетоэлектриков в сильных электрических полях 382
С. В. Богданов. Пьезосвойства сегнетокерамики из титаната бария с некоторыми добавками 390
Г. М. Коваленко. Обратный пьезоэффект поликристаллического $BaTiO_3$ в статическом режиме измерений 394
С. В. Богданов и А. М. Тимонин. К методике измерения пьезомодуля d_{31} из радиальных колебаний диска 397
М. С. Косман и З. А. Шамро. Пироэффект и пьезоэффект в поликристаллическом титанате бария 399
В. А. Исупов. Диэлектрическая проницаемость ниобатов и танталатов двухвалентных металлов 402
Н. Н. Крайник. Исследование антисегнетоэлектрических свойств некоторых твердых растворов, содержащих цирконат свинца 411
И. Е. Мыльникова. Исследование твердых растворов (Ba, Pb) (Ti, Sn)O_3, обладающих сегнетоэлектрическими свойствами 423

А. Г. Боганов и Р. А. Хомутецкая. Дополнительные сведения о системе твердых растворов $PbTiO_3$ — $SrTiO_3$ 43
М. С. Лурье. Зависимость диэлектрической проницаемости поликристаллических сегнетоэлектриков от времени приложения механической нагрузки и постоянного электрического поля 43
К. А. Минаева. Исследование излучателей ультразвука из кристаллов сегнетовой соли 44
Р. Е. Пасынков и В. В. Виноградов. Стабилизованные пьезокерамические материалы 45
Д. М. Казарновский и В. П. Сидоренко. Применение сегнетоэлектриков в умножителях частоты 45
И. С. Рез. Об аппаратурном комплексе для поисковых исследований в области сегнетоэлектриков на малых образцах 46

МАТЕРИАЛЫ V СОВЕЩАНИЯ ПО ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ (КРИСТАЛЛОФОСФОРЫ)

№ 4

В. Л. Левшин. Вступительное слово 47
Ф. Д. Клемент. О некоторых особенностях сублимат-фосфоров и методах их получения 48
В. В. Антонов-Романовский. Новые результаты в области исследования фосфоресценции 48
Н. А. Толстой и А. В. Шатилов. О возможности двухступенчатого возбуждения фотополупроводниковых явлений 49
Н. А. Толстой, А. М. Ткачук, Н. Н. Ткачук и З. С. Мансурова. Вспышечное разгорание цинк-сульфидных фосфоров 49
В. Л. Левшин, Н. С. Бородин и Г. П. Неронова. О свечении находящихся под возбуждением ZnS-Mn-фосфоров 49
Г. М. Элиашберг. О законе затухания фосфоресценции кристаллофосфоров . . 50
Ч. Б. Лущик. Новые методы исследования релаксационных процессов и центров захвата в кристаллофосфорах 50
М. В. Фок. О послесвечении иона Eu^{3+} в фосфорах на основе окиси тория . . . 50
Ф. И. Вергунас. Закон затухания послесвечения цинк-сульфидных фосфоров вблизи и в области температурного тушения 50
Н. Л. Гастинг. Затухание послесвечения Zn-Cu и ZnS-Cu, Co-фосфоров вблизи и в области температурного гашения 50
В. В. Нуварьева. Исследование затухания послесвечения ZnS-Mn- и ZnS-Cu, Fe-фосфоров в области температурного гашения люминесценции 51
Ю. Л. Луканцевер и Л. Р. Красовская. Исследование уровней локализации электронов в фосфоре ZnS-Cu 51
Н. А. Толстой, Н. Н. Ткачук и Р. К. Преображенский. Кинетика инфракрасного свечения закиси меди 52
А. Т. Вартанян. Полупроводниковые процессы в слоях органических красителей 52
К. В. Таганцев и А. Н. Теренин. Влияние адсорбции газов на люминесценцию окиси цинка 52
В. А. Соколов. О кандолюминесценции кристаллофосфоров 52
В. А. Архангельская и П. П. Феофилов. Люминесценция некоторых «чистых» солей 53
А. А. Каплянский. Линейчатая люминесценция около края основного поглощения кристаллов 53
С. И. Голуб. Люминесценция галоидных солей серебра 53
И. А. Парфианович. Об эффектах, наблюдаемых при прерывистом действии света на щелочно-галоидные фосфоры 53
Л. А. Винокуров и М. В. Фок. О тушении фосфоров ZnS-Cu, Co и ZnS-Cu, Ni инфракрасным светом 53
М. Н. Аленцев. Зависимость выхода люминесценции фосфора ZnS-Cu от длины волны возбуждающего света 53
Ф. А. Бутаева и В. А. Фабрикант. Чувствительность люминофоров для люминесцентных ламп в коротковолновом ультрафиолетовом излучении . . . 54
З. Л. Моргенштерн. Спектральное распределение выхода и абсолютный выход фотолюминесценции щелочных йодидов, активированных таллием . . . 54
Н. Д. Потехина. К вопросу о расчете спектров люминесценции кристаллофосфоров 54
К. К. Ребане. Исследование влияния инфракрасной радиации на свечение фосфоров типа сульфида цинка 54
Л. М. Беляев, М. Д. Галанин, З. Л. Моргенштерн и З. А. Чижикова. Зависимость выхода γ- и фотолюминесценции щелочных йодидов, активированных таллием, от концентрации активатора 54

И. К. Плявинь. Кинетика γ-сцинтилляций в кристаллах йодистого натрия, активированных таллием 549
М. Л. Кац. Атомарные центры поглощения и свечения в щелочно-галоидных фосфо́рах, активированных ионами тяжелых металлов, и их образование под действием жесткого излучения 550
А. С. Андрианов и М. Л. Кац. Действие рентгеновых лучей на поглощение и свечение щелочно-галоидных фосфо́ров, активированных оловом 552
М. Л. Кац и В. К. Никольский. О механизме селективного поглощения активатора в фосфо́рах KCl-Ag 553
А. А. Бундель, М. Ф. Попов и Ю. А. Чижунова. Свечение люминофоров различных типов при возоуждении короткими импульсами 555
Л. М. Шамовский и Ю. Н. Жванко. Поверхностно-активированные фосфо́ры 557
М. Н. Дьяченко. Люминесценция и распределение уровней захвата в щелочно-галоидных кристаллах с избытком галоидов 570
Д. М. Еремин. Видимая люминесценция субстрактивно окрашенных кристаллов каменной соли при различных температурах 580
А. А. Шаталов. Фотохимические превращения центров окраски в нагретых щелочно-галоидных кристаллах 587
О. А. Шмит. Влияние поляризованного света на центры окраски в щелочно-галоидных кристаллах 588
И. А. Парфианович. Об энергии тепловой ионизации центров захвата в щелочно-галоидных фосфо́рах 589
А. М. Бонч-Бруевич, Г. А. Тищенко и П. П. Феофилов. Длительность люминесценции центров окрашивания в ионных кристаллах 590
Е. И. Шуралева. Об устойчивости *F*-центров в NaCl-Ni-фосфо́ре 591
З. Л. Моргенштерн и И. П. Щукин. Люминесценция центров окраски в кристаллах CsJ-Tl 593
Н. А. Толстой, А. М. Ткачук и Н. Н. Ткачук. Ультратауметр 595
В. Л. Левшин, Е. И. Панасюк и Л. А. Пахомычева. Светящиеся составы постоянного действия с искусственно-радиоактивными β-изотопами . . . 612
Д. А. Шкловер и Р. С. Иоффе. Методы и приборы для измерения люминесценции 619
З. М. Свердлов. Аппаратура для исследования люминесценции кристаллофосфо́ров 623
Н. В. Горбачев. Приборы для ультрафиолетового облучения светящихся красок и материалов 632
А. Л. Якубович. Применение сцинтилляционных счетчиков в радиометрической аппаратуре для поисков и разведки месторождений радиоактивных руд . 636

№ 5

Б. Т. Коломиец. Активирование и тушение фотопроводимости в сульфиде кадмия 643
Е. Е. Букке. Определение знака носителей фотопроводимости в фосфо́рах на основе ZnS 648
У. Х. Нымм и Л. Я. Уйбо. О конденсаторном методе определения знака носителей фототока в кристаллофосфо́рах 648
О. В. Агашкин. Определение диэлектрической пропицаемости в возбужденных ZnS-Cu и ZnS-Cu, Fe-фосфо́рах 652
Ф. И. Вергунас и О. В. Агашкин. Электрические и оптические свойства ZnS-Cu-фосфо́ра 653
И. И. Ангелов. О методах получения неорганических веществ высокой степени чистоты для люминофоров 654
Е. А. Божевольнов и В. В. Трусов. Очистка концентрированных растворов солей до люминофорной чистоты хроматографическим методом 655
А. М. Гурвич, Т. Б. Гапон и М. С. Рабинович. Хроматографические методы очистки сырья, применяемого в синтезе люминофоров 656
И. Г. Шафран. Новые химические методы определения малых количеств примесей 661
А.А. Бундель и. А. И. Русанова. Некоторые вопросы химии сульфидных люминофоров 662
Л. Н. Шехтер, И. А. Мясников и С. Я. Пшежецкий. Исследование связи между люминесценцией, каталитическими и адсорбционными свойствами «самоактивированных» кристаллов ZnO и ZnS 664
А. А. Бундель и З. И. Гурецкая. Некоторые особенности спектров люминесценции сульфид-селенидных люминофоров 667
Е. И. Блажнова. Цинк-сульфид-селенидные люминофоры и их техническое применение 669
З. И. Клабукова. Некоторые закономерности в спектрах катодолюминесценции люминофоров 670
Т. В. Коровкина. Исследование термической стойкости экранов из сульфидных люминофоров 671

М. А. Константинова-Шлезингер. Радиусы ионов активаторов и концентрация последних в кристаллофосфо́рах 67
А. А. Черепнев. Роль физико-химических систем в цинк-сульфидных люминофорах 67
Л. М. Шамовский, А. А. Дунина и Ю. Н. Жванко. Структура щелочно-галоидных фосфо́ров и механизм процессов люминесценции 67
З. А. Трапезникова. О природе центров свечения в цинк-сульфидных люминофорах 67
Л. Н. Галкин. Инфракрасная фотолюминесценция сернистого свинца 68
Е. В. Першина и А. Н. Теренин. О люминесценции микропористого стекла, активированного солями тяжелых металлов 68
Н. А. Горбачева. Фотолюминофоры на основе фосфатов 68
Л. Я. Марковский и Р. А. Штрихман. Исследование люминесцентных свойств некоторых борофосфатных соединений 68
Ю. С. Леонов. Кристаллофосфо́р литий-магний-вольфрамат с активатором марганцем 68
Г. В. Максимова. О причинах, обусловливающих особенности кристаллофосфо́ров на основе сульфата кадмия 68
Б. М. Носенко, Л. С. Ревзин и В. Я. Ясколко. О фосфо́рах на основе $CaSO_4$ . . 69
Ч. Б. Лущик, Ф. Н. Заитов, В. Я. Карк, Л. А. Тейсс и И. В. Яэк. Исследование центров захвата и кинетики релаксационных процессов в щелочно-галоидных кристаллофосфо́рах 69
В. Л. Левшин и В. Ф. Туницкая. Природа уровней локализации ZnS-Cu, Co-фосфо́ров и их заполнение в разных условиях возбуждения 69
В. Л. Левшин и Б. Д. Рыжиков. Об образовании уровней локализации ZnS-Mn-фосфо́ров 69
Л. Г. Ченцова, Б. Н. Гречушников и Е. Н. Батрак. Исследование температурного высвечивания кристаллического кварца, возбужденного рентгеновыми лучами 69
Б. М. Носенко, Н. А. Струков и М. Д. Ягудаев. Люминесценция кристаллофосфо́ров при возбуждении ионами 70
Б. М. Гугель и И. С. Векслер. Рациональный выбор люминофоров для телевизионных экранов 70
Б. М. Гугель и М. М. Шапочник. Улучшение качества люминофорного слоя в люминесцентных лампах 70
Л. А. Саминский. Некоторые физико-химические основы нанесения люминофоров на экраны методом осаждения 70
З. М. Свердлов. Исследование люминесценции фтористого натрия, активированного ураном 71
Г. Ф. Комовский, В. С. Никольский и О. Н. Ложникова. Термо-люминесценция минералов 71
В. В. Антонов-Романовский. Вступительное слово 71
Е. Е. Букке, Л. А. Винокуров, В. Е. Орановский, З. А. Трапезникова и В. С. Трофимов. Некоторые результаты исследования электролюминесценции . . 71
О. Н. Казанкин, Ф. М. Пекерман и Л. Н. Петошина. Электролюминофоры на цинк-сульфидной основе 72
И. Н. Орлов. Электролюминофоры на основе сульфида цинка 73
Ф. Д. Клемент и Р. И. Гиндина. О природе влияния механического раздробления на свойства некоторых кристаллофосфо́ров 74
Н. И. Иванова. Влияние аниона активаторной соли на люминесценцию щелочно-галоидных фосфо́ров 74
А. Я. Паэ. Рентгенографическое исследование кристаллофосфо́ров NH_4Cl-Tl и NH_4Br-Tl 74
Ю. Н. Жванко, З. Л. Моргенштерн и Л. М. Шамовский. Исследование свойств фосфо́ров KJ-In и KJ-Ga 75
А. Ф. Малышева. О спектральных свойствах некоторых сублимат-фосфо́ров 75
Я. Я. Кирс. Влияние всестороннего сжатия на спектры излучения некоторых кристаллофосфо́ров 75
А. П. Иванов. Исследование закономерностей свечения мелкодисперсных люминесцирующих сред 75
А. К. Трофимов. Исследование диффузии редкоземельных активаторов в различных кристаллах по спектрам люминесценции 75
А. К. Трофимов и С. С. Толкачев. Люминесцентный метод наблюдения некоторых кристаллохимических превращений в твердых фазах 76
М. И. Агранян и Н. В. Горбачев. Изготовление светящихся мультипликационных красок и применение их при люминесцентных киносъемках 76
Б. М. Баранов. Применение светящихся красок в театре 77
Е. М. Мандельберг. О люминесцентной декоративной живописи 77
А. А. Маненков, А. М. Прохоров, З. А. Трапезникова и М. В. Фок. Применение метода парамагнитного резонанса для исследования состояния активатора в фосфо́рах 77

П. П. Феофилов. Природа центров люминесценции в кристаллах искусственного флюорита, активированных редкими землями и ураном 779
В. Л. Левшин. Заключительное слово 781
Резолюция Совещания 783

МАТЕРИАЛЫ III СОВЕЩАНИЯ ПО ФИЗИКЕ МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

№ 6

Д. Шенберг. Эффект де Гааза — ван Альфена 787
Н. Е. Алексеевский, Н. Б. Брандт и Т. И. Костина. Влияние давления на гальваномагнитные свойства висмута 790
Я. Г. Дорфман. Об определении отдельных составляющих магнитной восприимчивости полупроводника 796
И. К. Кикоин и Ю. А. Быковский. О поперечном фотомагнитном эффекте в *n*- и *p*-германии 801
В. Л. Бонч-Бруевич. К теории ферромагнетизма в неидеальной решетке . . . 801
А. Бозе. Парамагнитные свойства некоторых солей элементов группы железа 802
Я. Г. Дорфман. Магнетохимия диамагнитных соединений и роль поляризационного парамагнетизма 817
А. Ф. Кип. Циклотронный и плазменный резонанс в твердом теле 821
Н. С. Гарифьянов. Сверхтонкая структура линий парамагнитного резонанса в переохлажденных растворах солей группы железа 824
Б. М. Козырев. Электронный парамагнитный резонанс в растворах электролитов 828
Г. В. Скроцкий и Л. В. Курбатов. Термодинамическая теория релаксационных и резонансных явлений в двухспиновых системах 833
С. А. Альтшулер, М. М. Зарипов и Л. Я. Шекун. Резонансное парамагнитное поглощение ультразвука в некоторых солях редкоземельных элементов . 844
Н. Н. Боголюбов и С. В. Тябликов. Приближенные методы вторичного квантования в квантовой теории магнетизма 849
С. В. Вонсовский. Квантовомеханическая трактовка ферромагнетизма металлов переходных групп 854
З. Семадэни. Некоторые замечания по поводу теории спиновых волн Блоха 862
Г. Цофгa. Дисперсионная формула для спиновых волн в ферримагнетике 865
Г. С. Кринчик. Ферромагнетизм электронов проводимости. 869
Л. Валента. К теории спонтанной намагниченности тонких слоев 879
А. А. Гусев и С. В. Тябликов. О зависимости констант магнитной анизотропии кубических кристаллов от температуры и поля 887
Е. А. Туров. О спектре элементарных возбуждений и некоторых кинетических процессах в ферромагнитных кристаллах 887
К. Дж. Гортер и Т. Ван Пески-Тинбэген. Фазовые превращения и фазовые диаграммы в ромбическом антиферромагнитном кристалле 888
Л. Неель. Мегамагнетики или антиферромагнетики с пороговым полем . . . 890
Л. Неель, Ф. Берто, Ф. Форра и Р. Погене. Новый вид ферромагнетика. Редкоземельные ферриты типа граната 904

№ 8

К. П. Белов и А. Н. Горяга. Влияние структурных особенностей ферромагнетиков на температурный ход спонтанной намагниченности 1038
К. П. Белов, К. М. Большова и Т. А. Елкина. Исследование намагничивания ферритов в области точки Кюри 1047
Л. Пал и Т. Тарноци. Температурная зависимость дифференцированной восприимчивости кобальта в сильных магнитных полях 1055
А. Леше. Применение парамагнитного резонанса (ядерной индукции) для исследования структуры сегнетовой соли и эпоксидных смол 1064
Р. М. Бозорт, Г. Д. Вильямс и Дороти Е. Уолш. Магнитные свойства некоторых ортоферритов и цианидов при низких температурах 1072
К. Гортер. Новые достижения в области парамагнитной релаксации 1083
И. М. Пузей. Температурная зависимость энергии магнитной анизотропии в никеле 1088
И. М. Пузей. Сверхструктура и температурная зависимость энергии магнитной анизотропии никель-железных сплавов 1094
Л. В. Киренский, Р. С. Новова и Н. В. Решетникова. Температурная зависимость некоторых магнитных свойств никеля 1105
Д. И. Волков и В. И. Чечерников. Температурная зависимость парамагнитной восприимчивости сплавов на основе никеля. 1111
Н. П. Гражданкина и И. Г. Факидов. Связь магнитных и электрических свойств сульфидов хрома 1116
Е. И. Кондорский, О. С. Галкина и Л. А. Черникова. Электрическое сопротивление и его изменение в магнитном поле у сплавов никеля при низких температурах 1123

Е. И. Кондорский и И. Е. Ожигов. Электрическое сопротивление и его изменение в сильном магнитном поле у железо-никелевых сплавов в области низких (14÷77°K) температур 113
Г. П. Дьяков. Исследование магнитоскрипции и других четных эффектов в области подхода к насыщению 113
К. Б. Власов. Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнитострикционных) сред 114
Л. Ф. Бейтс. Некоторые новые эксперименты с фигурами Биттера 114
Я. С. Шур, В. Р. Абельс и В. А. Зайкова. О роли замыкающих областей в процессе технического намагничивания 116
Л. В. Киренский, В. Д. Дылгеров и М. К. Савченко. Динамика доменной структуры в кристаллах кремнистого железа 116
Я. Кацзер. Доменная структура ферромагнетиков при высоких температурах 117
Я. Кацзер. К вопросу теории коэрцитивной силы тонких листов 117
Г. В. Спивак, Н. Г. Канавина, И. С. Сбитникова, И. Н. Прилежаева, Т. Н. Домбровская и В. К. Азовцев. О непосредственном наблюдении доменов ферромагнетика при помощи вторично-эмиссионного электронного микроскопа и электронного зеркала 117
К. П. Бин. Природа границ ферромагнитных областей. 118
Л. Ф. Бейтс. О тепловых эффектах, сопровождающих процессы намагничивания 118
Р. Кубо. О некоторых новых достижениях в области магнетных исследований в Токио 119
П. Денеш. Анизотропные магнитные сердечники 120

№ 9

Я. С. Шур, Е. В. Штольц и Г. С. Кандаурова. Особенности процессов технического намагничивания в текстурованных образцах из тонких порошков . . 121
Н. Н. Буйнов, Л. И. Подрезов и М. Ф. Комарова. Исследование распада в сплаве Ni-Be 122
Б. Г. Лившиц. Изменение строения и свойств никелевых твердых растворов при термической обработке 122
Б. Г. Лившиц и В. С. Львов. Строение Fe-Ni-Al-сплавов в их высококоэрцитивном состоянии 123
Б. Г. Лившиц и Б. В. Молотилов. Магнитное исследование упорядочения сплавов Ni_3Mn 123
В. Е. Роде. Кинетика сверхструктурных превращений сплава Fe_3Al 123
В. И. Ивановский. О магнитных свойствах упорядочивающего сплава Fe_3Al . 123
Я. С. Шур и И. Е. Старцева. Остаточная намагниченность Ni и ее устойчивость 124
К. Вотруба. Влияние пластической деформации на эффект Баркгаузена . . . 124
В. Ф. Ивлев, В. А. Ильюшенко и Л. И. Асеева. Исследование необратимых скачков перемагничивания в ферромагнетиках 125
Р. И. Янус и В. П. Карташов. О структуре семейства симметричных петель гистерезиса ферромагнетиков 125
Л. В. Киренский, А. Я. Власов, Н. И. Втюрин, А. И. Дрокин, В. Ф. Ивлев и Р. И. Тукалов. Температурный и вращательный гистерезис в ферромагнетиках 126
Н. Л. Брюхатов. Исследование потерь на гистерезис во вращающихся магнитных полях в монокристалле магнетита до и после фазового превращения . 126
Я. С. Шур, М. Г. Лужинская и Л. А. Шубина. Влияние упругих напряжений и термомеханической обработки на магнитные свойства высококоэрцитивных сплавов 127
И. А. Леднев и Р. В. Телеснин. Магнитная вязкость Ni-Zn-ферритов при свободном изменении намагниченности 128
Ю. С. Вайль. О спаде магнитной проницаемости в кремнистом железе 128
П. Н. Непримеров. Некоторые магнитооптические явления на микроволнах . . 128
Г. С. Кринчик. Магнитооптические свойства ферромагнетиков в инфракрасной области 129
Г. В. Скроцкий и В. Ф. Захарченко. К теории эффектов Керра и Фарадея на радиочастотах 129
Г. С. Саньял. Измерение начальной проницаемости ферромагнетиков в диапазоне сантиметровых волн 130
Л. А. Фоменко. Радиочастотные магнитные спектры смешанных ферритов 131
Л. А. Фоменко. О магнитных спектрах магнитодиэлектриков типа альсифер 131
В. И. Дрожжина и Л. А. Фридман. Феррозондный магнетометр для исследования свойств малых образцов из мягких магнитных материалов 132
Ф. М. Гальперин. *S-d*-Обмен в ферромагнитных сплавах 132
В. В. Парфенов. Исследование магнитной восприимчивости твердых растворов на основе железа и никеля 132
В. В. Парфенов и В. П. Ворошилов. Влияние упругой деформации на восприимчивость парапроцесса 133

МАТЕРИАЛЫ VII ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

№ 7

Л. Н. Кондратьев, Г. И. Новикова, В. Б. Дедов и Л. Л. Гольдин. α-Распад Pu^{238} 907
И. И. Агапкин и Л. Л. Гольдин. Энергия α-частиц Po^{210} 909
С. А. Баранов, А. Г. Зеленков и Ю. Ф. Родионов. Ионизационная камера с сеткой 913
К. Я. Громов, Б. С. Джелепов и Б. К. Преображенский. Спектры конверсионных электронов нейтронодефицитных изотопов тулия 913
Ю. Г. Бобров, К. Я. Громов, Б. С. Джелепов и Б. К. Преображенский. Спектры конверсионных электронов нейтронодефицитных изотопов лютеция . . . 918
В. Д. Воробьев, К. И. Ильин, Т. И. Кольчинская, Г. Д. Латышев, А. Г. Сергеев, Ю. Н. Трофимов и В. И. Фадеев. Спектр электронов внутренней конверсии активного осадка радиотория. III (Область $H\rho$=1380÷2700 и 3500÷÷9000 Gs·см) 940
Б. С. Джелепов, Б. К. Преображенский, И. М. Рогачев и П. А. Тишкин. Спектр конверсионных электронов Ho^{160} 973
Б. С. Джелепов, Н. Н. Жуковский, В. Г. Недовесов и Г. Е. Щукин. γ-Излучение $Eu^{152, 154}$ 954
Б. С. Джелепов, Н. Н. Жуковский и Ю. Г. Кондаков. γ-Излучение Ag^{110} . . 962
Б. С. Джелепов, О. Е. Крафт и В. Б. Жинкина. Позитроны в излучении радиоактивного изотопа In^{114} 966
И. Б. Голованов, Б. С. Джелепов, Л. С. Лебедев, В. П. Приходцева и Ю. В. Хольнов. γ-Спектр In^{114*} 973
О. И. Сумбаев. Уточнение относительных интенсивностей линий в спектре γ-излучения Ta^{182} 978
Б. С. Джелепов и С. А. Шестопалова. Исследование спектра γ-лучей RaC . . . 985
И. Ф. Учеваткин и С. А. Шестопалова. О новых линиях в спектре RaC . . . 987
Г. М. Городинский, А. Н. Мурин, В. Н. Покровский и Б. К. Преображенский. О нейтронодефицитных изотопах редких земель, образующихся в результате реакции глубокого отщепления Ta при облучении протонами энергии 660 MeV 990
Л. К. Пекер, Л. В. Густова и О. В. Чубинский. Ротационные уровни Mg^{24} . . 1002
И. А. Сердюкова, А. Г. Хабахпашев и Э. М. Центер. Исследование (α, n)-реакции на кислороде 1004
М. Я. Кузнецова и В. Н. Мехедов. Метод измерения активности ядер, испытывающих K-захват 1013
Л. К. Пекер. Об особенностях скачков равновесной формы ядер 1017
Л. К. Пекер. Спины и четность деформированных нечетно-нечетных ядер . . . 1020
Г. С. Вильдгрубе, А. П. Жарков и Е. Д. Тетерин. Амплитудные и временные характеристики нового фотоумножителя 1025

№ 12

В. Г. Носов. Тонкая структура α-распада четно-четных ядер 1029
Б. В. Бобыкин и К. М. Новик. Исследование спектра электронов внутренней конверсии долгоживущих изотопов Eu^{152} и Eu^{154} 1034
К. Я. Громов, Б. С. Джелепов, А. Г. Дмитриев и Б. К. Преображенский. О схеме распада Lu^{171} 1551
Т. Юаса, Ж. Лабериг-Фролова и Л. Февре. $0^+ \rightarrow 0^+$-переход в Zr^{90} 1556
Б. С. Джелепов. γ-Годоскоп 1573
О. В. Чубинский. γ-Годоскоп НИФИ ЛГУ 1576
В. П. Парфенова, Н. В. Форафонтов и В. С. Шпинель. Исследование распада Ce^{144} методом β — γ-совпадений 1580
К. П. Митрофанов и В. С. Шпинель. Дальнейшее изучение фокусировки экранов в двухлинзовом β-спектрометре 1583
Б. С. Джелепов, Н. Н. Жуковский и Ф. А. Предовский. Новые данные о γ-спектре Sb^{124} 1601
Л. В. Грошев, А. М. Демидов и В. А. Найденов. Спектры электронов внутренней конверсии, испускаемых при захвате тепловых нейтронов ядрами самария, кадмия и гадолиния 1607
Г. М. Городинский, А. Н. Мурин, В. Н. Покровский и Б. К. Преображенский. О нейтронодефицитных изотопах редких земель, образующихся в результате реакции глубокого расщепления Ta протонами энергии или 660 MeV. Сообщение II 1614
Е. И. Фирсов и А. А. Башилов. Изучение распада Pr^{144}, Rh^{106}, Cs^{134} при помощи люминесцентного спектрометра 1619
В. В. Овечкин. Об относительной интенсивности γ-квантов Po^{210} 1624
Э. Е. Берлович, К. М. Гротовский, М. П. Бониц, В. И. Бреслав и Б. К. Преображенский. Исследование времен жизни нижних уровней ядер, возбуждаемых при электронном захвате 1633
1641
1643

Л. Г. Лейтейзен, А. Г. Берковский, И. Я. Брейдо, В. М. Глуховской, О. С. Королькова и Е. И. Тарасова. Новые промышленные типы фотоэлектронных умножителей 165

МАТЕРИАЛЫ II ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

№ 10

М. А. Блохин и В. П. Саченко. Ширины внутренних уровней и распределение плотности электронных состояний по энергиям элементов переходной группы железа 134
Р. Л. Баринский, Э. Е. Вайнштейн и К. И. Нарбутт. Зависимость рентгеновских спектров поглощения атомов в соединениях от характера химической связи 135
И. Я. Никифоров. К вопросу о нахождении по рентгеновским спектрам распределения плотности электронных состояний по энергиям 136
К. И. Нарбутт и И. С. Смирнова. О влиянии активатора на рентгеновский спектр поглощения люминесцентного кристалла 136
И. С. Смирнова и К. И. Нарбутт. Исследование тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения щелочно-галоидных соединений 137
Р. Л. Баринский. *K*-спектры поглощения хлора в хлоридах щелочных металлов 138
Р. Л. Баринский и Э. Е. Вайнштейн. Рентгеновские *L*-спектры поглощения и эмиссии молибдена в карбиде и некоторых других соединениях 138
И. Б. Боровский и Г. Н. Ронами. Влияние тепловых колебаний атомов на электронный энергетический спектр металлов и сплавов 139
И. Б. Боровский, К. П. Гуров, С. А. Дицман, В. А. Батырев и Н. Д. Лобанова. Рентгеноспектральные исследования твердых растворов 140
И. Б. Боровский и В. В. Шмидт. Использование рентгеновской установки УРС-50-И в режиме двойного кристаллспектрометра 141
И. Б. Боровский, Н. П. Ильин, Л. Е. Лосева, И. Д. Марчукова и А. Н. Деев. Рентгеноспектральные исследования химического состава в микрообъемах сплавов 141
Н. Д. Борисов, В. В. Немошкаленко и А. М. Фефер. Рентгеноспектральный метод исследования распределения электронов по состояниям в металлах и сплавах 142
И. А. Румянцев и М. И. Корсунский. Линии L_{β_4} и L_{γ_5} в спектрах Cu и Zn . . . 143
Г. П. Боровикова и М. И. Корсунский. Рентгеновский спектр *L*-серии германия 143
С. М. Каральник. Внешнее экранирование и тонкая структура рентгеновских спектров 144
И. Я. Дехтяр. О состоянии атомов в ферромагнитных сплавах на основе железа, кобальта и никеля 145
М. М. Кахана и Э. Е. Вайнштейн. О влиянии нейтронного облучения на тонкую структуру рентгеновского *K*-спектра поглощения германия 145
А. С. Ивойлов и Н. Ф. Лосев. Количественное рентгеноспектральное определение титана по вторичным спектрам 146

МАТЕРИАЛЫ I СОВЕЩАНИЯ ПО СПЕКТРОСКОПИИ СВЕТОРАССЕИВАЮЩИХ СРЕ

№ 11

Б. И. Степанов. Вступительное слово 147
Б. И. Степанов. Основные проблемы спектроскопии рассеивающих сред 147
Ю. И. Чекалинская. О кратности рассеяния света 148
Г. В. Розенберг. Некоторые аспекты задачи о спектральном анализе светорассеивающих сред и вопрос об отражательной способности окрашенных полидисперсных веществ 148
З. В. Жидкова. Об определении истинного поглощения адсорбированных веществ по спектрам диффузного отражения 150
А. П. Иванов и А. С. Топорец. Спектрофотометрическое исследование смесей порошкообразных объектов 150
А. П. Иванов. Исследование закономерностей свечения мелкодисперсных люминесцирующих сред 150
Ю. Н. Гороховский и И. М. Давыдкин. Индикатрисы рассеяния света проявленными фотографическими слоями на прозрачной подложке 150
Ю. Н. Гороховский и И. М. Давыдкин. Численная оценка светорассеяния в фотографических почернениях на прозрачной подложке 151
П. Х. Прусс. Рассеяние света слоями фотографических эмульсий 152
В. М. Бахвалов. Методика исследования отражательной способности цветных фотографических бумаг 153
А. П. Пришивалко. Некоторые вопросы теории дисперсионных светофильтров 154
Резолюция I Совещания по спектроскопии светорассеивающих сред 154